



Etude du système d'étalonnage relatif du calorimètre du détecteur NEMO3 et recherche des périodes de décroissances $2\beta 0\nu$ et $2\beta 2\nu$ du 100Mo

Guillaume Lutter

► To cite this version:

Guillaume Lutter. Etude du système d'étalonnage relatif du calorimètre du détecteur NEMO3 et recherche des périodes de décroissances $2\beta 0\nu$ et $2\beta 2\nu$ du 100Mo . Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2006. Français. NNT : . tel-00404479

HAL Id: tel-00404479

<https://theses.hal.science/tel-00404479>

Submitted on 16 Jul 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE BORDEAUX 1

ECOLE DOCTORALE DE
SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

par Guillaume Lutter

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITE : NOYAUX, AGREGATS, PLASMAS

**Etude du système d'étalonnage relatif du calorimètre du détecteur
NEMO 3 et recherche des périodes de décroissances $2\beta 0\nu$ et $2\beta 2\nu$ du
 ^{100}Mo**

Soutenue le 16 novembre 2006

Après avis de :

Mme S. Lees-Rosier

Directeur de recherche, LAPP

Rapporteur

M. F. Mauger

Maître de conférence, Université de Caen Basse-Normandie

Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

Mme M.M. Aléonard

Professeur, Université Bordeaux I

Présidente

M. P. Hubert

Directeur de recherche, CENBG

M. F. Juget

Maître assistant, Université Neuchâtel

Mme S. Lees-Rosier

Directeur de recherche, LAPP

Mme Ch. Marquet

Chargé de recherche, CENBG

M. F. Mauger

Maître de conférence, Université Caen Basse-Normandie

A mes parents

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Philippe Hubert de m'avoir accueilli dans son groupe de recherche, de m'avoir fait part de sa longue expérience sur les bruits de fond et surtout de sa passion pour le vin, enfin plus précisément la datation du vin.

Ma reconnaissance va tout particulièrement à Christine Marquet, qui a encadré ce travail. Je la remercie sincèrement pour sa gentillesse, son extrême disponibilité, sa patience et surtout pour sa capacité à me remonter le moral et à m'empêcher de m'énerver inutilement. Merci aussi de m'avoir initié aux produits bio.

Merci également à Fabrice Piquemal pour ses nombreux conseils, à Frédéric Perrot pour ses corrections orthographiques et grammaticales. Je n'oublie pas Françoise Hubert, jeune retraitée, qui animait à merveille les réunions de groupe.

Je remercie Sylvie Lees-Rosier et François Mauger d'avoir accepté le rôle de rapporteur, Marie-Madeleine Aléonard d'avoir présidé le jury et Frédéric Juget d'avoir été membre du jury et qui a, à présent, la lourde tâche de travailler avec moi.

Bravo à Gwénaëlle d'avoir réussi à me supporter pendant plus de deux ans et merci à Abdel et au professeur Tijani pour leur amitié.

Mes sincères remerciements à Yuriy Shitov pour son importante aide dans tous les domaines. Merci Oleg de m'avoir permis de réaliser un séjour en Russie, à Evgeni de m'avoir accueilli et participé aux petits-déjeuners en compagnie de la source de neutron et à Vera et Viktor pour leur aide. Je tiens également à exprimer toute ma sympathie envers les membres de collaboration NEMO.

Je pense également et par ordre alphabétique (pour éviter les problèmes) à mes amis Frédéric, plus connu sous le nom de Jean-Charles, Jean-François dit Nounours, un deuxième Jean-François, Marie-Delphine, Paul-Serge, Pia, Robert et Tatjana.

Pour finir, je tiens à remercier mes parents pour leur soutien sans faille durant toutes ces années. C'est à eux que je dédis ce travail qui n'aurait pu être réalisé sans eux.

Table des matières

1	Physique du neutrino et décroissance double bêta	15
1.1	Le neutrino dans le Modèle Standard et au-delà	15
1.1.1	Le Modèle Standard de la physique des particules	15
1.1.2	Le neutrino dans le Modèle Standard	17
1.1.3	Le neutrino au-delà du Modèle Standard	19
1.1.3.1	Les neutrinos de Majorana	19
1.1.3.2	Formalisme de masse au-delà du Modèle Standard	20
1.1.3.3	Mécanisme du <i>see-saw</i>	21
1.1.3.4	Les oscillations de neutrinos	22
1.2	La double désintégration bêta	22
1.2.1	La double décroissance bêta avec émission de neutrinos ($2\beta 2\nu$)	23
1.2.2	La double décroissance bêta sans émission de neutrinos ($2\beta 0\nu$)	24
1.3	Revue des expériences sur la masse du neutrino	28
1.3.1	Mesures des oscillations de neutrinos	28
1.3.1.1	Les neutrinos solaires	29
1.3.1.2	Les neutrinos issus des réacteurs	31
1.3.1.3	Les neutrinos atmosphériques	33
1.3.1.4	Les neutrinos issus des accélérateurs	33
1.3.2	Mesures directes de la masse des neutrinos	34
1.3.3	Etat des lieux des expériences double bêta	34
1.3.3.1	Les différentes techniques de détection	36
1.3.3.2	Les expériences passées	36
1.3.3.3	Les expériences en cours	37
1.3.3.4	Les projets futurs	38
2	Le détecteur NEMO 3	43
2.1	Description générale	43
2.2	Les bruits de fond du signal de décroissance $2\beta 0\nu$	44
2.2.1	Le bruit de fond interne	45
2.2.1.1	La radioactivité naturelle	45
2.2.1.2	La double décroissance β permise : $2\beta 2\nu$	48
2.2.2	Le bruit de fond externe	48
2.3	Les sources enrichies en émetteurs double bêta	50
2.3.1	Choix des isotopes constituant les sources	50
2.3.2	Fabrication des sources	52
2.3.2.1	Enrichissement	52

2.3.2.2	Purification des sources	53
2.3.2.3	Mise en forme des sources	54
2.4	Le détecteur de traces	55
2.4.1	Les cellules de dérive	55
2.4.2	Principe de fonctionnement	56
2.4.3	Détermination des positions transversales et longitudinales des électrons	57
2.5	Le calorimètre	59
2.5.1	Les scintillateurs	60
2.5.1.1	La scintillation	60
2.5.1.2	Caractéristiques des scintillateurs de NEMO 3	61
2.5.2	Les photomultiplicateurs	62
2.5.2.1	Principe	62
2.5.2.2	Caractéristiques des photomultiplicateurs de NEMO 3	64
2.5.3	L'association scintillateur-photomultiplicateur	66
2.5.4	Les étalonnages	66
2.6	Protections contre le bruit de fond externe	66
2.6.1	Le Laboratoire Souterrain de Modane	66
2.6.2	Le champ magnétique	67
2.6.3	Le blindage de fer	68
2.6.4	Le blindage contre les neutrons	68
2.6.5	La tente anti-radon	68
2.7	Acquisition des données	70
2.7.1	L'électronique du calorimètre	70
2.7.2	L'électronique du détecteur de traces	71
2.7.3	Le système de déclenchement de prise de données : TRIGGER	72
2.7.4	Le système d'acquisition	74
2.7.5	La base de données NEMO 3	74
2.7.6	Le suivi de l'expérience	75
3	Les étalonnages en énergie et en temps	77
3.1	Causes d'instabilités des gains des photomultiplicateurs	77
3.1.1	L'influence environnementale	77
3.1.2	Les post-impulsions	78
3.1.3	Variation de la sensibilité anodique	79
3.2	L'étalonnage absolu en énergie	79
3.2.1	Objectif	79
3.2.2	Méthode	80
3.2.3	Principe de l'analyse des données des étalonnages absolus en énergie	82
3.3	L'étalonnage absolu en temps	84
3.3.1	Alignement en temps des compteurs du calorimètre	84
3.3.2	Relation temps-énergie	85
3.4	L'étalonnage relatif avec la lumière laser	87
3.4.1	La lumière laser	88
3.4.2	Mise en forme et distribution de la lumière laser	88
3.4.3	Les fibres et équilibreurs	90
3.4.4	Contrôle de la lumière laser : les photomultiplicateurs de référence	91
3.4.5	Les prises de données laser	92

4	Etude de l'étalonnage relatif en énergie	95
4.1	Comment utiliser les données laser ?	95
4.1.1	Principe des corrections laser	95
4.1.2	Les périodes d'application des données laser	97
4.1.3	Visualisation du suivi des gains : le programme <i>laser_tool</i>	99
4.1.4	Exemples de suivi des corrections laser	100
4.2	Calcul des corrections laser e_{corr}	100
4.2.1	Reconstruction des distributions ADC	102
4.2.2	Détermination des pics laser et bismuth	102
4.2.3	Choix du laser	104
4.2.4	Choix du PM de référence : e_{corr1} ou e_{corr2}	104
4.3	Critères de confiance sur les corrections laser e_{corr}	107
4.3.1	Contrôle statistique des données laser (<i>flag_stat</i>)	107
4.3.2	Stabilité à court terme des gains (<i>flag_jump</i>)	110
4.3.3	Comparaison entre étalonnages absolus et relatifs (Δla)	111
4.3.3.1	Définition du paramètre Δla	111
4.3.3.2	Exemples de suivi des corrections laser	113
4.3.3.3	Explications possibles du désaccord entre les étalonnages laser et absolus	116
4.4	Calcul des rétro-corrections r_{corr}	118
4.4.1	Calcul des rétro-corrections	118
4.4.2	Exemples de suivi des rétro-corrections laser	119
4.5	Critère de confiance sur les rétro-corrections r_{corr}	121
4.6	Utilisation des rétro-corrections dans l'analyse des données double bêta	122
5	Méthode d'analyse et sélection des événements double bêta du ^{100}Mo	125
5.1	Les données réelles et simulées	125
5.1.1	Format des données	125
5.1.2	Les différentes périodes d'acquisition	126
5.2	Les programmes de simulation et de reconstruction des événements	126
5.2.1	Modélisation de la géométrie du détecteur NEMO 3	126
5.2.2	Génération des événements	127
5.2.2.1	Le générateur GENBB	127
5.2.2.2	Cas particulier de la génération des neutrons	129
5.2.2.3	Lieu de génération des événements	129
5.2.3	Reconstruction des événements	130
5.2.3.1	Reconstruction de la trajectoire des particules	130
5.2.3.2	Reconstruction de l'énergie déposée dans le calorimètre	131
5.2.3.3	Détermination des temps de vol	131
5.3	Sélection d'un événement double bêta	132
5.3.1	Identification des particules	133
5.3.2	Définition d'un événement double bêta	133
5.3.2.1	Topologie d'un événement double bêta	133
5.3.2.2	Critères de sélection des événements double bêta	134
5.3.3	Détermination de l'efficacité de détection des processus $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$	138

6	Etude des bruits de fond des décroissances $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$	141
6.1	Bruits de fond internes	141
6.2	Bruits de fond externes créés par les contaminations radioactives	146
6.3	Bruit de fond externe créé par les neutrons	151
6.3.1	Origine des neutrons dans le LSM	151
6.3.2	Mécanismes d'interaction des neutrons	153
6.3.3	Topologie des événements sélectionnés pour l'étude des neutrons.	155
6.3.4	Etude de la réponse du détecteur aux neutrons	156
6.3.4.1	Les conditions de prises de données	156
6.3.4.2	La source d'Américium-Béryllium (AmBe)	158
6.3.4.3	Analyse des données réelles acquises avec la source de neutrons	159
6.3.4.4	Comparaison des données réelles et simulées avec la source de neutrons	161
6.3.5	Estimation du bruit de fond neutron des décroissances $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo	166
6.4	Contrôle du bruit de fond externe à partir des données enregistrées dans le secteur cuivre de NEMO 3	168
7	Détermination des périodes de décroissance $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo; effets des corrections laser	171
7.1	Analyse des données double bêta sans prise en compte des étalonnages laser	172
7.1.1	Analyse des données double bêta de la totalité des phases I et II	172
7.1.1.1	Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo (phases I et II)	172
7.1.1.2	Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo (phases I et II)	177
7.1.2	Analyse des données double bêta des phases I et II <i>restreintes</i>	179
7.1.2.1	Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo (phases I et II <i>restreintes</i>)	180
7.1.2.2	Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo (phases I et II <i>restreintes</i>)	181
7.2	Analyse des données double bêta avec prise en compte des étalonnages laser (phases I et II <i>restreintes</i>)	183
7.2.1	Effet des critères de qualité laser sur le nombre d'événements double bêta . . .	183
7.2.2	Prise en compte des étalonnages laser dans l'analyse de la décroissance $2\beta 2\nu$.	185
7.2.2.1	Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo	185
7.2.2.2	Test de Kolmogorov-Smirnov	188
7.2.3	Prise en compte des étalonnages laser dans l'analyse de la décroissance $2\beta 0\nu$.	189

Table des figures

1.1	Schéma du processus de décroissance double bêta avec émission de neutrino.	23
1.2	Processus de décroissance double bêta avec émission de neutrino du ^{100}Mo	23
1.3	Spectres de la somme en énergie totale des deux électrons émis pour les processus $2\beta 2\nu$ (en pointillés), $2\beta 0\nu$ (raie à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$) et $2\beta 0\nu M$ la désintégration double bêta avec émission d'un Majoron. T_1 et T_2 sont les énergies des deux électrons émis.	24
1.4	Modélisation du processus de décroissance $2\beta 0\nu$ faisant appel au courant leptonique gauche du type $V - A$	25
1.5	Modélisation du processus de décroissance $2\beta 0\nu$ faisant appel au courant leptonique droit $V + A$	26
1.6	Modélisation du processus de décroissance $2\beta 0\nu$ avec émission d'un Majoron M	27
1.7	Schéma du processus de décroissance $2\beta 0\nu$ se produisant par échange de particules supersymétriques.	28
1.8	Schéma simplifié des réactions nucléaires dans le Soleil.	30
1.9	Flux et énergie des neutrinos solaires selon le Modèle Standard du Soleil de Bahcall-Serenelli.	30
1.10	a) Contours obtenus par l'expérience SNO pour l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$. b) Contours obtenus en associant les résultats obtenus par les expériences SNO et Kamland pour l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$	32
1.12	Spectre en énergie de l'électron émis par désintégration bêta du tritium (à gauche) et agrandissement de l'extrémité du spectre avec effet d'une masse non nulle du neutrino électronique (à droite).	34
1.11	Compilation des résultats obtenus par différentes expériences d'oscillation.	35
1.13	Spectre en énergie dans la fenêtre [2000-2060] keV mesuré par l'expérience Heidelberg-Moscow [31]. Quatre pics sont identifiés qui émergent d'un bruit de fond constant. Trois d'entre eux sont attribués au ^{214}Bi . Un pic caractéristique du processus $2\beta 0\nu$ du ^{76}Ge est identifié à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta} = 2039 \text{ keV}$	37
1.14	Masse effective de neutrino mesurée dans les processus $2\beta 0\nu$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger. Suivant la valeur de $\langle m_\nu \rangle$, il est possible de déterminer l'échelle de masses des neutrinos et le spectre de masse (hiérarchie dégénérée, inverse ou normale). La région grisée correspond aux meilleurs ajustements des paramètres d'oscillation, avec $\theta_{13} = 0$ et la ligne pointillée correspond à l'extension de ces zones lorsque la valeur maximale de θ_{13} est autorisée, avec une erreur de 1σ sur les paramètres d'oscillation [33].	39
2.1	Schéma du détecteur NEMO 3 sans blindage.	44

2.2	Photographie d'un des secteurs du détecteur NEMO 3 pendant l'installation des sources double bêta.	45
2.3	Mécanismes capables de mimer la décroissance $2\beta 0\nu$ à partir d'une contamination en émetteurs bêta de la source émettrice double bêta : a) rayonnement bêta suivi d'un électron de conversion avec émission d'un rayonnement X ; b) rayonnement bêta et diffusion Möller ; c) cascade bêta- γ , le rayonnement γ produisant un électron par effet Compton.	46
2.4	Chaînes de décroissances radioactives naturelles de l'Uranium 238 et du Thorium 232.	47
2.5	Mécanismes de création du bruit fond externe dû à l'interaction d'un rayonnement γ avec la source émettrice double β : a) création de paires ; b) effet Compton suivi d'une diffusion Möller ; c) double effet Compton ; d) effet photoélectrique suivi d'une diffusion Möller ; e) effet Compton suivi d'un effet photoélectrique.	49
2.6	Distribution des sources émettrices double bêta dans les 20 secteurs du détecteur NEMO3.	51
2.7	Schéma d'un pétale d'un des secteurs de NEMO 3 (vue du dessus). De part et d'autre de la source émettrice double bêta (au centre du schéma), les cellules Geiger de la chambre à fils sont réparties suivant la configuration 4 – 2 – 3.	55
2.8	Schéma d'une cellule de dérive.	56
2.9	Signal anodique d'une cellule fonctionnant en régime Geiger après le passage d'une particule.	57
2.10	Distribution de la distance transverse r_{\perp} en millimètres en fonction du temps anodique en nanosecondes [44].	58
2.11	Schéma d'un compteur 5 pouces du détecteur NEMO 3.	60
2.12	Spectre en longueur d'onde et facteur de transmission de la lumière produite par un scintillateur plastique ayant la même composition chimique qu'un scintillateur de NEMO 3.	62
2.13	Schéma d'un photomultiplicateur.	63
2.14	Rendement quantique et sensibilité d'un photomultiplicateur 3 pouces de NEMO 3 en fonction de la longueur d'onde [47].	64
2.15	Réponse de la photocathode d'un PM 5 pouces suivant les axes X et Y, obtenue à partir du banc de test avec la lampe H_2	65
2.16	Emplacement du LSM dans le tunnel routier du Fréjus.	67
2.17	Le détecteur NEMO 3 entouré de la tente anti-radon dans le hall du LSM.	69
2.18	Chronogramme du TRIGGER de NEMO 3.	73
3.1	Tige plastique de 3 mètres de longueur accueillant trois sources ^{207}Bi	81
3.2	Taux de radon à l'intérieur de la tente anti-radon lors d'un étalonnage absolu.	81
3.3	Vue de dessus d'un événement enregistré par le détecteur NEMO 3 pendant un étalonnage absolu en énergie. Cet événement correspond à un électron émis depuis un des tubes de calibration (représenté par un rectangle rouge) où sont placées les sources de ^{207}Bi lors d'un étalonnage en énergie.	82
3.4	Spectre en énergie des électrons de 482 et 976 keV émis par une source de ^{207}Bi mesuré par un compteur du calorimètre de NEMO 3.	83
3.5	a) Spectre β de l' ^{90}Y mesuré par un compteur du détecteur NEMO 3 en présence de sources de ^{90}Sr . b) Le spectre du bas montre la partie à haute énergie, soustraite du bruit de fond.	84
3.6	Distribution de la différence entre le temps mesuré et le temps calculé d'arrivée des électrons sur l'ensemble des compteurs avant et après la prise en compte de l'étalonnage en temps.	86

3.7	Dépendance en charge des temps t_1 et t_2 mesurés pour deux signaux PM correspondent à deux charges collectées Q_1 et Q_2 ($Q_1 > Q_2$).	86
3.8	Schéma du système d'étalonnage relatif du calorimètre du détecteur NEMO 3 utilisant la lumière laser.	87
3.9	Schéma d'un scintillateur de mise en forme du signal de la lumière laser.	89
3.10	Schéma d'un équilibreur.	90
3.11	Schéma d'un PM du calorimètre du détecteur avec son guide de lumière et la fibre optique amenant la lumière laser lors des étalonnages relatifs.	91
4.1	Principe d'application des corrections laser pour une période absolue donnée.	98
4.2	Interface graphique du programme <i>laser_tool</i> .	99
4.3	Variation au cours du temps de la correction e_{corr} à appliquer sur le gain du PM 2/0/0/3 (a) et du PM 8/2/2/0 (b) obtenue à partir des données laser (en noir). La courbe bleue relie les moyennes des corrections laser calculées au cours des étalonnages absolus. La variation du gain du PM mesurée lors des différents étalonnages absolus est représentée en rouge.	101
4.4	Distribution du nombre de photomultiplicateurs touchés par événement (multiplicité) lors d'un étalonnage relatif par lumière laser.	102
4.5	Spectre ADC laser d'un PM du calorimètre. La courbe continue correspond à l'ajustement de la distribution ADC par une gaussienne.	103
4.6	Ajustement de la position de l'électron de 976 keV du ^{207}Bi enregistré avec un des PM de référence.	103
4.7	Variation au cours du temps de la position du pic ADC laser des PM de référence utilisés pour les calculs des corrections e_{corr1} (noir) et e_{corr2} (rouge) des PM 3 pouces sur la période absolue Ec33.	104
4.8	Moyenne quotidienne des corrections laser e_{corr1} (a) et e_{corr2} (b) pour l'ensemble des PM 3 pouces sur la période absolue Ec33. En rouge sont également données les moyennes des variations des gains absolus de l'ensemble des PM 3 pouces et en bleu les moyennes des gains relatifs obtenues à partir du calcul des corrections e_{corr} des PM 3 pouces.	105
4.9	Variation au cours du temps de la position du pic bismuth du PM de référence utilisé pour les calculs des corrections e_{corr1} (a) et du PM de référence servant au calcul de e_{corr2} (b) pour les PM 3 pouces sur la période absolue Ec33.	106
4.10	a) Corrections laser au cours du temps du PM 10/3/3/2 sur la période absolue Ec5. b) Variable (<i>flag_stat</i>) associée à chacune des corrections laser du PM 10/3/3/2 pour la même période absolue.	109
4.11	Suivi laser du PM 13/0/2/6 sur la période absolue Ec15.	111
4.12	Distribution du paramètre Δla comparant le suivi laser (e_{corr1} (a) et e_{corr2} (b)) et le suivi absolu des gains des PM 3 pouces du calorimètre.	112
4.13	Distribution du paramètre Δla comparant le suivi laser (e_{corr1} (a) et e_{corr2} (b)) et le suivi absolu des gains des PM 5 pouces du calorimètre.	112
4.14	Suivi au cours du temps des corrections à appliquer sur le gain du PM 18/0/0/1 obtenues par étalonnage laser et absolu (normalisé à 1) sur la période absolue Ec5.	113
4.15	Suivi au cours du temps des corrections à appliquer sur le gain du PM 13/0/2/6 obtenues par étalonnage laser et absolu (normalisé à 1) sur la période absolue Ec15.	114
4.16	Suivis des corrections laser e_{corr1} et e_{corr2} du PM 13/0/2/6 obtenus à partir du laser NEMO2 (figure du haut) et du laser NEMO3 (figure du bas) et variations de gains absolus (en rouge) pour la période absolue Ec15.	114

4.17	Suivi au cours du temps des corrections à appliquer sur le gain du PM 12/3/3/2 obtenues par étalonnage laser et absolu (normalisé à 1) sur la <i>période absolue</i> Ec8.	115
4.18	Evolution du nombre de PM présentant un désaccord $ \Delta la $ supérieur à 3% au cours des différentes <i>périodes absolues</i> prises en compte entre février 2003 et mai 2006. Les courbes bleue et rouge correspondent respectivement aux PM 3 et 5 pouces. Les désaccords Δla sont obtenus en prenant les corrections e_{corr2}	116
4.19	Exemple de variation avec la température de la sensibilité de la photocathode S_k d'un PM pour différentes longueurs d'ondes [55].	117
4.20	Principe de calcul des rétro-corrections (en vert).	119
4.21	Suivi en fonction du temps de la correction e_{corr2} (en noir) sur le gain obtenu avec l'étalonnage laser et la rétro-correction associée r_{corr} (en vert) pour le PM 2/0/0/3. .	119
4.22	Suivi en fonction du temps de la correction e_{corr2} (en noir) sur le gain obtenu avec l'étalonnage laser et la rétro-correction associée r_{corr} (en vert) pour le PM 12/3/3/2 (a) et le PM 4/1/1/11 (b).	120
5.1	Modélisation du détecteur NEMO 3 à partir du programme NEMO 7.0 (vue de dessus et vue de côté).	127
5.2	Noyaux émetteurs $2\beta^-$, $2\beta^+$, 2ϵ ou $\epsilon\beta^+$ pris en compte par le générateur d'événements GENBB du programme de simulation NEMO 7.0.	128
5.3	Liste des noyaux dont la décroissance radioactive peut être simulée grâce au générateur d'événements GENBB de NEMO 7.0.	128
5.4	Reconstruction (vue de dessus) d'un événement réel du type double bêta dans le détecteur NEMO 3.	134
5.5	Distance, en centimètres, entre les deux vertex reconstruits des deux électrons émis depuis les sources de ^{100}Mo suivant le plan transversal (figure du haut) et suivant le plan longitudinal (figure du bas). Les données sont obtenues par simulation de la décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo	135
5.6	Evolution de la résolution temporelle en fonction de l'énergie des électrons mesurée dans le scintillateur. Cette courbe a été obtenue avec des sources de ^{207}Bi placées dans le détecteur [36].	136
5.7	Comparaison de la différence des temps de vol mesurés δt_{mes} et calculé dans les hypothèses interne δt_{int} et externe δt_{ext} pour des événements simulés de type $2\beta 0\nu$ ou correspondant à des électrons traversants.	137
5.8	Distribution du nombre de scintillateurs touchés par événement simulé de décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo dans le détecteur NEMO 3. Aucune sélection n'est appliquée sur ces événements.	140
6.1	Distributions de l'énergie totale des événements du type double bêta créés par les différentes sources de bruit de fond interne dans l'ensemble des sources de ^{100}Mo (bleu), dans les sources ^{100}Mo composites (noir) et métalliques (rouge) lors la phase I de l'expérience.	144
6.2	Distributions de l'énergie totale des événements du type double bêta créés par les différentes sources de bruit de fond interne dans l'ensemble des sources de ^{100}Mo (bleu), dans les sources ^{100}Mo composites (noir) et métalliques (rouge) lors la phase II.	145
6.3	Distributions de l'énergie totale des événements de bruit de fond externe créés par les contaminations radioactives autres que le radon lors de la phase I d'acquisition des données.	148

6.4	Distributions de l'énergie totale des événements de bruit de fond externe créés par le radon lors de la phase I d'acquisition des données.	149
6.5	Distributions de l'énergie totale des événements de bruit de fond externe créés par les contaminations radioactives autres que le radon lors de la phase II de l'expérience. . .	150
6.6	Distributions de l'énergie totale des événements de bruit de fond externe créés par le radon lors de la phase II d'acquisition des données.	151
6.7	Spectre en énergie des neutrons rapides mesuré dans le Laboratoire Souterrain de Modane. [39].	152
6.8	Événement simulé d'un électron traversant le détecteur émis depuis un scintillateur du mur interne du calorimètre de NEMO 3.	155
6.9	Niveau d'eau (en bleu) présent dans les cuves en inox du blindage neutron avant mars 2004. Six cuves sur dix présentaient un déficit en eau.	156
6.10	Position de la source de neutrons <i>AmBe</i> au-dessus du détecteur NEMO 3 (point rouge). . .	157
6.11	Position de la source de neutrons <i>AmBe</i> à mi-hauteur du détecteur au niveau des secteurs 14 et 15 (point rouge).	157
6.12	Schéma simplifié de la réaction ${}^9\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$	158
6.13	Spectre en énergie des neutrons émis par une source AmBe. La partie à basse énergie en pointillés a été estimée par calcul tandis que le reste du spectre résulte de mesures expérimentales.	158
6.14	Spectres en énergie (bruit de fond soustrait) des électrons traversants induits par la source <i>AmBe</i> placée au-dessus du détecteur, en l'absence de blindage neutron (<i>sans blindage</i> en noir), en présence du blindage neutron <i>Partiel</i> (rouge) et avec le blindage neutron <i>Complet</i> en 2004 (vert) et 2006 (bleu). Les spectres sont normalisés à 1800 secondes de prises de données.	159
6.15	Spectres en énergie (bruit de fond soustrait) des électrons traversants créés par la source d' <i>AmBe</i> placée à mi-hauteur du détecteur entre les secteurs 14-15, en l'absence de blindage neutron (<i>sans blindage</i> en noir), en présence du blindage neutron <i>Partiel</i> (rouge) et avec le blindage neutron <i>Complet</i> en 2004 (vert) et 2006 (bleu). Les spectres sont normalisés à 1800 secondes de prises de données.	160
6.16	Spectres en énergie des événements <i>électron traversant</i> simulés (rouge) et réels (noir) obtenus avec la source de neutrons placée à mi-hauteur du détecteur NEMO 3 avec différentes configurations de blindage.	162
6.17	Spectres en énergie des événements <i>électron traversant</i> simulés et réels obtenus avec la source neutron placée au-dessus du détecteur NEMO 3 avec différentes configurations de blindage.	164
6.18	Distribution en énergie des neutrons rapides du Laboratoire générée dans NEMO_7.0.	166
6.19	Spectre en énergie totale des événements <i>électron traversant</i> réels (bleu) et contribution estimée par simulation des neutrons (rouge) pendant la phase I de l'expérience (365,4 jours d'acquisition).	167
6.20	Spectre en énergie totale des événements <i>électron traversant</i> réels (bleu) et contribution estimée par simulation des neutrons (rouge) pendant la phase II de l'expérience (279,8 jours d'acquisition).	167
6.21	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels et obtenus par simulation du bruit de fond externe dans le secteur de NEMO 3 contenant le cuivre. . .	169

7.1	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés suivant le modèle SSD (<i>Single State Dominance</i>) (vert) pour la phase I. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).	175
7.2	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés suivant le modèle HSD (vert) pour la phase I. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).	175
7.3	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés suivant le modèle SSD (vert) pour la phase II. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).	176
7.4	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et obtenus par simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase I (365,4 jours d'acquisition). La contribution au bruit de fond de la décroissance $2\beta 2\nu$ est représentée en vert.	178
7.5	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et obtenus par simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase II (279,8 jours d'acquisition). La contribution au bruit de fond de la décroissance $2\beta 2\nu$ est représentée en vert.	179
7.6	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés suivant le modèle SSD (vert) pour la phase I <i>restreinte</i> . Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).	180
7.7	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés suivant le modèle SSD (vert) pour la phase II <i>restreinte</i> . Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).	181
7.8	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et obtenus par simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase I <i>restreinte</i> . Le bruit de fond créé par la décroissance $2\beta 2\nu$ est représenté en vert.	182
7.9	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et obtenus par simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase II <i>restreinte</i> . Le bruit de fond créé par la décroissance $2\beta 2\nu$ est représenté en vert.	183
7.10	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés (vert) satisfaisant les critères de qualité laser pour la phase I <i>restreinte</i> . Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).	187
7.11	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés (vert) satisfaisant les critères de qualité laser pour la phase II <i>restreinte</i> . Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).	187
7.12	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés (vert) satisfaisant les critères de qualité laser et obtenus après application des rétro-corrections pour la phase I <i>restreinte</i> . Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).	188
7.13	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés (vert) satisfaisant les critères de qualité laser et obtenus après application des rétro-corrections pour la phase II <i>restreinte</i> . Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).	188

7.14	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta observés (bleu) et obtenus par la simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie totale [2,7-3,2] MeV pour la phase I <i>restreinte</i> en tenant compte des critères de qualité laser . La contribution au bruit de fond de la décroissance $2\beta 2\nu$ est représentée en vert.	191
7.15	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta observés (bleu) et obtenus par la simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie totale [2,7-3,2] MeV pour la phase II <i>restreinte</i> en tenant compte des critères de qualité laser . La contribution au bruit de fond de la décroissance $2\beta 2\nu$ est représentée en vert.	191
7.16	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) satisfaisant les critères de qualité laser et obtenus après application des rétro-corrections dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase I <i>restreinte</i> . Le bruit de fond total simulé est donné en rouge. Le bruit de fond créé par la décroissance $2\beta 2\nu$ est donné en vert. .	192
7.17	Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) satisfaisant les critères de qualité laser et obtenus après application des rétro-corrections dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase II <i>restreinte</i> . Le bruit de fond total simulé est donné en rouge. Le bruit de fond créé par la décroissance $2\beta 2\nu$ est donné en vert. .	192
7.18	Evolution au cours du temps des corrections laser appliquées sur le gain du PM 11/1/2/8 pour la <i>période absolue</i> Ec8. Les corrections laser brutes sont représentées en noir, les rétro-corrections sont indiquées en vert. La ligne bleue relie la moyenne des corrections laser obtenues pendant les deux étalonnages absolus. La ligne rouge joint les corrections sur le gain du PM calculées lors des deux étalonnages absolus.	193

Introduction

Le neutrino fût introduit par W. Pauli en 1930 pour expliquer la forme continue du spectre en énergie des électrons émis par la radioactivité bêta. W. Pauli postula que le neutrino devait être une particule légère, neutre et de spin $\frac{1}{2}$. Par la suite, les avancées techniques et théoriques ont conduit, dans les années 1970, à la mise au point d'un modèle théorique, le Modèle Standard, capable de décrire les interactions des particules élémentaires. Les observations expérimentales ont à maintes fois confirmé les prédictions obtenues à partir de ce modèle.

Pour tenir compte des observations expérimentales sur l'interaction faible, les masses des neutrinos ont toutes été supposées nulles par le Modèle Standard. Or, la mise en évidence à la fin des années 1990, du phénomène d'oscillations des neutrinos va à l'encontre de cette hypothèse. En effet, ce processus n'est possible qu'avec des neutrinos massifs. La mise en évidence des oscillations de neutrinos constitue une preuve de l'existence d'une physique au-delà du Modèle Standard.

Aujourd'hui, le Modèle Standard se révèle donc incapable de déterminer les propriétés des neutrinos telles que sa masse et sa nature. De charge électrique nulle, le neutrino peut être associé à une particule dite de Dirac ou bien de Majorana. Dans ce dernier cas, le neutrino est identique à son anti-particule. La recherche du processus de désintégration double bêta sans émission de neutrinos ($2\beta 0\nu$) constitue une voie d'accès à cette physique au-delà du Modèle Standard. En effet, la détection d'un tel signal impliquerait la violation du principe de conservation du nombre leptonique qui est un des principes fondamentaux du Modèle Standard. De plus, l'observation d'un signal $2\beta 0\nu$ permettrait également de déterminer le spectre de masse et la nature Majorana des neutrinos.

L'expérience NEMO 3 (Neutrino Ettore Majorana Observatory) a pour objectif la recherche du signal de décroissance double bêta sans émission de neutrinos ($2\beta 0\nu$) avec une sensibilité de 0,1 eV sur la masse effective $\langle m_\nu \rangle$ du neutrino. La signature expérimentale du processus $2\beta 0\nu$ est l'émission simultanée de deux électrons dont la somme en énergie est égale à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$. La technique retenue par la collaboration internationale NEMO, pour la recherche de ce signal, correspond à l'association d'un détecteur de traces avec un calorimètre. Le détecteur NEMO 3 peut donc avoir accès à l'ensemble des informations utiles à la signature expérimentale du processus $2\beta 0\nu$. Cette technique de détection autorise l'étude simultanée de différents isotopes susceptibles de décroître par double décroissance bêta sans émission de neutrino tels que le ^{100}Mo et le ^{82}Se . Le détecteur NEMO 3 permet également de déterminer la contribution des différentes sources de bruit de fond à partir des différentes topologies des données enregistrées.

Avec une période de décroissance $2\beta 0\nu$ attendue au-delà de 10^{23} années, le nombre d'événements recherché est très faible. La réduction et la parfaite connaissance des bruits de fond sont donc fondamentales. L'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ du ^{100}Mo est du même ordre de grandeur que l'énergie maximale des rayonnements émis par la radioactivité naturelle. Un important effort de sélection des constituants du détecteur pour leur radiopureté a donc dû être réalisé. Les sources émettrices double bêta ont été purifiées afin de réduire au maximum les contaminations radioactives. Pour minimiser les sources de

bruit de fond extérieures au détecteur, le détecteur NEMO 3 a été installé au Laboratoire Souterrain de Modane pour se protéger des rayonnements cosmiques. Le détecteur est également équipé d'un blindage contre les rayonnements γ et les neutrons et est isolé de l'air du Laboratoire par une tente couvrant l'ensemble du détecteur. Cette tente anti-radon permet de contrôler et de réduire, grâce à une usine anti-radon, le taux de radon présent dans le détecteur NEMO 3.

Le signal de décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo est attendu dans une fenêtre en énergie restreinte autour de 3 MeV. Compte tenu du faible nombre d'événements attendu, il est impératif de parfaitement contrôler les gains de l'ensemble des compteurs qui constituent le calorimètre de NEMO 3. Pour cela, un dispositif d'étalonnage relatif par lumière laser est associé aux étalonnages absolus réalisés avec des sources radioactives. Le système d'étalonnage relatif va permettre de calculer quotidiennement un facteur de correction à appliquer sur la valeur du gain de chacun des compteurs du calorimètre.

L'objectif premier de ce travail est l'exploitation et l'interprétation des informations obtenues à partir des étalonnages relatifs en énergie réalisés avec une lumière laser. Le but ultime de cette étude est de proposer et de valider une méthode de corrections des gains des PM, calculées à partir des étalonnages laser. Pour ce faire, la prise en compte de ces étalonnages relatifs dans l'analyse des données enregistrées par le détecteur NEMO 3 sera étudié. Ce travail comprend l'étude des différents bruits de fond, notamment celui créé par les neutrons, et la sélection des événements de type $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ parmi tous les événements enregistrés par le détecteur.

Le premier chapitre de ce travail introduit la physique du neutrino et plus particulièrement les mécanismes et les enjeux de la décroissance $2\beta 0\nu$. Une revue des résultats actuels obtenus par les différentes expériences sur la recherche de la masse des neutrinos est également présentée. Ainsi, un état des lieux des différentes expériences de recherche de la décroissance double bêta est détaillé à la fin de ce chapitre afin de situer les projets futurs dans le contexte actuel de cette physique.

Le chapitre 2 est consacré à la description de l'expérience NEMO 3. Les différentes sources de bruit de fond du signal $2\beta 0\nu$ sont détaillées avant de présenter les caractéristiques techniques du détecteur NEMO 3.

Par la suite, le chapitre 3 décrit les principes d'étalonnages absolus en énergie et en temps du détecteur NEMO 3. Ce chapitre a également pour objectif de donner une description détaillée du système d'étalonnage relatif par lumière laser.

Le chapitre suivant porte sur l'analyse des données enregistrées lors des étalonnages relatifs en énergie. Cette étude présente la méthode retenue pour calculer les facteurs de corrections laser à appliquer sur les gains des PM. Ces corrections laser doivent être accompagnées de critères de qualité permettant de s'assurer de la validité des variations observées et qui seront définis dans ce chapitre.

Avant d'étudier la prise en compte des corrections laser dans l'analyse des données double bêta, les chapitres 5 et 6 permettent d'introduire les méthodes d'analyse des événements et de déterminer les niveaux de bruits de fond des processus $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$. Ainsi, le chapitre 5 décrit les outils d'analyse des données enregistrées par le détecteur NEMO 3 et présente les différentes conditions nécessaires à la sélection des événements de type double bêta. Le chapitre 6 est consacré à l'étude de l'ensemble des bruits de fond des décroissances $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo , et notamment à l'estimation de la contribution, en événements du type double bêta, des neutrons présents dans le Laboratoire. En effet, l'étude de ce bruit de fond a nécessité des outils de simulation et des prises de données spécifiques qui sont étudiés dans ce chapitre.

Enfin, le dernier chapitre reprend l'ensemble des résultats obtenus dans les chapitres précédents afin de déterminer l'effet de la prise en compte des corrections laser sur l'analyse des données double bêta.

Chapitre 1

Physique du neutrino et décroissance double bêta

En 1914, James Chadwick montre, contrairement à ce qui était attendu à l'époque, que le spectre en énergie des électrons produits par la radioactivité bêta est continu. Il était donc nécessaire d'introduire une nouvelle particule émise avec l'électron lors de la radioactivité bêta. Wolfgang Pauli introduit alors une nouvelle particule légère, neutre et de spin $\frac{1}{2}$, le neutrino [1]. Quatre ans plus tard, Enrico Fermi inclut le neutrino dans une théorie de la radioactivité bêta [2] qui deviendra, par la suite, la théorie des interactions faibles.

La première observation expérimentale du neutrino, plus précisément l'anti-neutrino électronique $\bar{\nu}_e$, n'a eu lieu qu'en 1956, par F. Reines et C.L. Cowan, lors de l'étude de la réaction β^+ inverse produite par des antineutrinos créés dans le réacteur nucléaire de Savannah River à Los Alamos. L'existence d'un second neutrino, le neutrino muonique ν_μ a été démontré en 1962 auprès d'un accélérateur. Une troisième saveur de neutrino, le neutrino *tau* ν_τ , a été mise en évidence en 2000 par l'expérience *DONUT* [3]. Des mesures réalisées au LEP au CERN sur la largeur du Z^0 ont indiqué, en 1989, que le nombre de saveur de neutrinos légers possibles était de trois.

Le neutrino, introduit théoriquement en 1930 et découvert expérimentalement il y a cinquante ans, suscite encore de nos jours de nombreuses interrogations notamment sur sa masse et la connaissance de sa nature. Quel est la masse des neutrinos ? Le neutrino est-il sa propre antiparticule ?

L'objectif de ce chapitre est, tout d'abord, de présenter le neutrino tel qu'il est décrit dans le cadre du Modèle Standard de la Physique des Particules et dans les modèles plus actuels tenant compte du caractère massif du neutrino. Ce chapitre présente également la décroissance double bêta sans émission de neutrinos ($2\beta 0\nu$). La mise en évidence de ce processus permettrait de mieux connaître le neutrino et d'apporter des éléments utiles à l'élaboration des modèles théoriques au-delà du Modèle Standard. Une revue des expériences pourtant sur la recherche de la masse du neutrino est présentée pour conclure ce chapitre.

1.1 Le neutrino dans le Modèle Standard et au-delà

1.1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard de la physique des particules regroupe dans un même formalisme mathématique, la théorie des groupes, trois des quatre interactions fondamentales : l'interaction nucléaire forte, l'électromagnétisme et l'interaction nucléaire faible. Seule la gravitation n'est pas prise en compte. Ce modèle repose sur le principe de symétrie de jauge, qui coïncide avec la conservation, lors de processus

physiques engendrés par une des trois interactions fondamentales, de paramètres quantiques tels que la charge électrique, le nombre leptonique et le nombre baryonique.

Dans cette ensemble théorique, la matière est composée de particules fondamentales appelés fermions. Ces fermions interagissent entre eux par échange de bosons de jauge qui transmettent les interactions fondamentales.

Le Modèle Standard regroupe dans l'ensemble $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$:

- la chromodynamique quantique (QCD) qui décrit les phénomènes liés à l'interaction forte. Cette théorie modélise, à partir du groupe $SU(3)$, l'interaction forte par l'échange de gluons, au nombre de huit, qui se couplent à la charge de couleur des fermions. Ces charges de couleur, au nombre de trois (Rouge, Vert, Bleu), sont l'équivalent *fort* de la charge électrique. La masse des gluons est nulle.
- la théorie électrofaible de Salam, Weinberg et Glashow [4] [5] [6] qui regroupe l'interaction faible et l'interaction électromagnétique. Cette théorie englobe les deux interactions dans un même groupe de symétrie de jauge : $SU(2) \otimes U(1)$. Les bosons de jauge associés à cette symétrie sont au nombre de quatre, trois bosons W pour le groupe $SU(2)$ et un boson B pour $U(1)$. Les bosons, observables dans les interactions, sont le photon et les bosons W^\pm et Z^0 . Ce sont des combinaisons linéaires des bosons de jauge W et B .

Les fermions

Le Modèle Standard distingue deux types de particules, celles qui constituent la matière, les fermions, et les particules véhiculant les interactions, les bosons associés aux symétries de jauge.

Les fermions sont également divisés en deux catégories les quarks et les leptons :

- les quarks sont sensibles aux quatre interactions fondamentales. Ces quarks sont au nombre de six, trois disposant d'une charge $+\frac{2}{3}$ (u,c,t) et trois d'une charge $-\frac{1}{3}$ (d,s,b). Les quarks formant un triplet $SU(3)$, chacune de ces six saveurs existe en trois couleurs différentes (rouge, vert, bleu). Ces propriétés sont issues d'observations expérimentales [14].
- les leptons sont également au nombre de six. Contrairement aux quarks, ils ne sont pas sensibles à l'interaction forte mais seulement aux trois autres interactions. Ils ne portent donc pas de charge de couleur. Trois leptons ont une charge électrique égale à -1 (électron, muon et tau) et trois ont une charge nulle et sont appelés les neutrinos. Le nombre de saveur de neutrinos légers a été fixé expérimentalement par des mesures réalisées au LEP au CERN sur la largeur du Z^0 [14].

L'interaction faible

L'interaction faible regroupe les quarks et les leptons en trois générations ou familles, comme le montre le tableau (Tab 1.1). En 1956, Lee et Yang [8] envisagèrent la possibilité que cette interaction viole le principe de conservation de la parité P ¹. Cette hypothèse fut vérifiée expérimentalement par Wu [7] en 1957.

L'observable physique de la violation de parité est l'hélicité. L'hélicité est définie comme étant la projection du spin sur la direction du mouvement de la particule. Pour une particule de spin $\frac{1}{2}$, l'hélicité vaut $+1$, la particule est dite droite ou -1 , la particule est alors dite gauche.

La violation de la conservation de la parité entraîne qu'une particule gauche et une particule droite sont distinctes l'une de l'autre du point de vue de l'interaction faible.

De plus, les neutrinos ont la particularité d'être uniquement gauches et les antineutrinos droits [9].

¹invariance de l'interaction par un changement de signe des coordonnées de l'espace

Pour les leptons, l'interaction faible associe les leptons chargés gauches à des neutrinos et les antileptons chargés droits à des antineutrinos. Le couple formé par un lepton chargé gauche et le neutrino gauche dans lequel il se transforme par interaction faible est appelé courant leptonique chargé [10]. L'interaction faible fait aussi intervenir des courants neutres qui conservent dans ce cas, la saveur de la particule. Les courants chargés faibles sont gauches (neutrino-neutrino, lepton gauche-lepton gauche) ou droit (lepton droit-lepton droit).

Dans le modèle à trois quarks (u,d,s), le courant dit hadronique faible chargé est gauche et obtenu par combinaison linéaire des quarks ($d_{gauche} - u_{gauche}$) et ($s_{gauche} - u_{gauche}$). La combinaison linéaire des quarks est donnée par la matrice de mélange de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa. Il existe également des courants hadroniques faibles neutres, gauches et droits. Ceci reste valable en étendant le modèle à six quarks.

L'interaction faible introduit l'existence, pour chaque fermion, d'un fermion de chiralité gauche et d'un même fermion de chiralité droite. Seuls les neutrinos n'existent qu'avec une chiralité gauche. A chaque fermion correspond une antiparticule de même masse mais de charge électrique et de chiralité opposées.

Leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ $(e)_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$ $(\mu)_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$ $(\tau)_R$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$ $(u)_R$ $(d)_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$ $(c)_R$ $(s)_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$ $(t)_R$ $(b)_R$

TAB. 1.1 – Familles des fermions du Modèle Standard.

1.1.2 Le neutrino dans le Modèle Standard

Nous avons vu brièvement que les neutrinos, aux nombres de trois (le neutrino électronique, muonique et tau), sont des particules neutres uniquement sensibles à l'interaction faible. Ils sont de spin $\frac{1}{2}$ et, expérimentalement, leur chiralité est uniquement gauche. Pour tenir compte de cette observation, le Modèle Standard leur attribue une masse nulle.

Equation de Dirac

Une particule libre de spin $\frac{1}{2}$ peut être décrite par un spineur de Dirac à quatre composantes ψ obéissant à l'équation de Dirac en posant $\hbar = c = 1$:

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi = 0 \quad (1.1)$$

avec m la masse au repos de la particule, ∂^μ le quadrivecteur :

$$\partial^\mu = \left(\frac{\partial}{c\partial t}, \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (1.2)$$

et γ_μ les matrices de Dirac définies par :

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

I correspond à la matrice identité de dimension 2 et les sous-matrices σ_i sont les matrices de Pauli :

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Le champ ψ de spin $\frac{1}{2}$ peut être décomposé en deux composantes chirales ψ_L et ψ_R .

$$\psi = \psi_L + \psi_R = P_L\psi + P_R\psi \quad (1.5)$$

P_L et P_R sont définis comme les projecteurs des états gauche et droit (1.6) :

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \quad \text{et} \quad P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \quad \text{avec} \quad P_L.P_R = 0 \quad (1.6)$$

et γ_5 une matrice définie par :

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Un champ chirale gauche ψ_L (ou droit ψ_R) est la superposition d'états d'hélicité gauche $\psi_{-\frac{1}{2}}$ et droite $\psi_{+\frac{1}{2}}$. A haute énergie, le champ de chiralité gauche ψ_L (ou droite ψ_R) est essentiellement dans un état d'hélicité gauche (ou droite) avec une contribution $\theta \left(\frac{m}{E} \right)$ d'hélicité droite (ou gauche) (1.8) :

$$\psi_L = \psi_{-\frac{1}{2}} + \theta \left(\frac{m}{E} \right) \psi_{+\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad \psi_R = \psi_{+\frac{1}{2}} + \theta \left(\frac{m}{E} \right) \psi_{-\frac{1}{2}} \quad (1.8)$$

L'opérateur conjugaison de charge C qui transforme une particule en son antiparticule donne, en l'appliquant sur le champ ψ , le champ ψ^c . Ceci implique les relations suivantes (1.9) :

$$\psi_L^c = (\psi_R)^c, \quad \psi_R^c = (\psi_L)^c, \quad (\psi_L^c)^c = \psi_R \quad \text{et} \quad (\psi_R^c)^c = \psi_L \quad (1.9)$$

Pour une énergie E et une impulsion \vec{p} données, l'équation de Dirac (1.1) admet quatre solutions correspondant à quatre états indépendants : deux états d'énergie positive et deux d'énergie négative. Les deux états d'énergie positive (ou négative) correspondent à deux orientations de spin possibles $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$. Les états d'énergie positive décrivent les particules d'énergie $+E$ et les états d'énergie négative correspondent à des antiparticules d'énergie $+E$.

Ces quatre solutions de l'équation de Dirac (1.1) sont les champs précédemment définis : ψ_L , ψ_R , ψ_L^c et ψ_R^c .

Le neutrino de Dirac

Définissons le champ ψ comme le champ décrivant les neutrinos. L'interaction faible par courant chargé favorise les particules d'hélicité négative et les antiparticules d'hélicité positive. Vis-à-vis de cette interaction, les états d'énergie positive associés à une hélicité positive ($\psi_R = \nu_R$) et d'énergie négative avec une hélicité négative ($\psi_L^c = \bar{\nu}_L$) sont stériles. Les états actifs du point de vue de l'interaction faible comprennent les états d'hélicité négative (ou gauche) pour les particules ($\psi_L = \nu_L$) et d'hélicité positive (ou droite) pour les antiparticules ($\psi_R^c = \bar{\nu}_R$).

Dans le cadre du Modèle Standard, le terme de masse dans le lagrangien L de l'interaction faible des leptons s'écrit (1.10) :

$$L = \bar{\psi} M \psi \quad (1.10)$$

avec M une matrice de masse.

Dans le cas d'un neutrino de Dirac, la masse de Dirac m_D est définie par :

$$L_D = m_D \bar{\nu} \nu = m_D (\bar{\nu}_L \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_L) \quad (1.11)$$

Ce terme lie un anti-neutrino gauche avec un neutrino droit. Or, la non existence de neutrinos droits interdit ce terme de masse. Il est donc postulé que le terme m_D est nul et que le neutrino n'a pas de masse.

Avec une masse nulle, le champ ν_L est purement d'hélicité gauche et $\bar{\nu}_R$ est purement d'hélicité droite d'après l'équation (1.12), le terme $\frac{m}{E}$ devenant nul. L'hélicité et la chiralité sont donc confondues.

$$\nu = \nu_L = \nu_{-\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad \bar{\nu} = \bar{\nu}_R = \bar{\nu}_{+\frac{1}{2}} \quad (1.12)$$

Les états ν et ν^c sont distincts et décrits par les solutions de l'équation de Dirac (1.1) orthogonales :

$$\langle \nu | \bar{\nu} \rangle = \langle \nu_L | \bar{\nu}_R \rangle = 0 \quad (1.13)$$

Il n'existe donc pas de transition entre les deux états, ceci implique la conservation du nombre leptonique L lors des processus d'interaction faible².

Le neutrino de Dirac est un neutrino de masse nulle et uniquement d'hélicité gauche ν_L et un anti-neutrino de Dirac est également de masse nulle et d'hélicité droite ν_R^c . Les deux états sont distincts. Ces particules sont des particules dites de Weyl.

1.1.3 Le neutrino au-delà du Modèle Standard

1.1.3.1 Les neutrinos de Majorana

Les solutions de l'équation de Dirac introduisent la notion de particule et d'antiparticule. L'opérateur conjugaison de charge C modifie la particule en antiparticule et inversement. Que ce passe-t-il pour une particule neutre telle que le neutrino ? Pour Dirac, nous avons vu que les deux états particule et antiparticule sont distincts. En 1937, Ettore Majorana montre que le neutrino peut être identique à son antiparticule [11].

Les neutrinos de Majorana ν^M sont des combinaisons linéaires des neutrinos de Weyl ν . Ces combinaisons linéaires sont donc également solutions de l'équation de Dirac et s'écrivent sous la forme (1.14) :

²Le nombre quantique L est égal à $+1$ pour les leptons et -1 pour les antileptons

$$\nu^M = \frac{1}{\sqrt{2}} (\nu \pm \nu^c) \quad (1.14)$$

avec $(\nu^c)^c = \nu$.

En appliquant l'opérateur C sur les états ν^M , on obtient (1.15) :

$$C\nu^M = \frac{1}{\sqrt{2}} (\nu^c \pm (\nu^c)^c) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\nu^c \pm \nu) = \pm \nu^M \quad (1.15)$$

soit :

$$(\nu^M)^c = \pm \nu^M \quad (1.16)$$

Dans cette hypothèse il ne reste que deux états possibles pour le neutrino : ν_L^M et ν_R^M . Ces deux états correspondent respectivement à un état d'hélicité gauche et à un état d'hélicité droite.

Le passage d'un état d'hélicité à un autre est possible par une transformation de Lorentz, mais cette transformation n'existe qu'à la condition que le neutrino de Majorana soit massif. En effet, avec une masse non nulle, le neutrino ν_L^M voyageant à une vitesse inférieure à la lumière, il est possible d'établir un référentiel dans lequel le neutrino a une hélicité droite ν_R^M [12].

De plus, la propriété (1.16) implique également qu'une particule de Majorana ne peut pas disposer de nombre quantique additif tels que la charge électrique et le nombre leptonique. Seuls les neutrinos peuvent être de Majorana.

1.1.3.2 Formalisme de masse au-delà du Modèle Standard

Le Modèle Standard attribue une masse nulle aux neutrinos pour rendre compte du fait expérimental de la non observation de neutrino droit et d'antineutrino gauche.

A présent, en prenant en compte les états stériles, le terme *générique* de masse dans le lagrangien défini par (1.10) peut se réécrire à partir des deux champs possibles de Dirac L_D et de Majorana L_M .

$$L = L_D + L_M \quad (1.17)$$

Le terme L_D de masse de Dirac a été donné par la relation (1.11).

Celui de Majorana peut s'écrire de la manière suivante :

$$L_M = m_M \bar{\nu} \nu^c = \frac{1}{2} m_M (\bar{\nu}_L \nu_R^c + \bar{\nu}_R \nu_L^c) \quad (1.18)$$

avec m_M la masse de Majorana définie par deux composantes m_L et m_R .

Le terme de masse du Lagrangien devient alors :

$$L = m_D \bar{\nu}_L \nu_R + \frac{1}{2} m_L \bar{\nu}_L \nu_R^c + \frac{1}{2} m_R \bar{\nu}_R \nu_L^c + h.c. \quad (1.19)$$

En réécrivant l'expression (1.19) sous forme matricielle on obtient :

$$L = \frac{1}{2} (\bar{\chi} \quad \bar{\omega}) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi \\ \omega \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (\bar{\chi} \quad \bar{\omega}) M \begin{pmatrix} \chi \\ \omega \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

avec $\chi = \nu_L + \nu_R^c$, $\omega = \nu_R + \nu_L^c$ et M la matrice de masse du neutrino.

M est une matrice diagonalisable et de dimension fixée par le nombre n_L de neutrinos légers d'hélicité gauche et n_R le nombre de neutrinos d'hélicité droite. Expérimentalement, il a été montré que le nombre

de neutrinos légers n_L est égal à 3 : ν_{eL} , $\nu_{\mu L}$ et $\nu_{\tau L}$ ainsi que leurs antiparticules associées : $(\nu_{eL})^c$, $(\nu_{\mu L})^c$ et $(\nu_{\tau L})^c$ [14]. En revanche, le nombre de neutrinos droits stériles n_R peut être quelconque et non nécessairement limité à 3.

Dans ce cas, la matrice M est de dimension $(3 + n_R) \times (3 + n_R)$ et m_L , m_R et m_D sont des matrices de dimension $\frac{(3+n_R)}{2} \times \frac{(3+n_R)}{2}$.

Les états χ et ω correspondent aux vecteurs :

$$\chi = \begin{pmatrix} \nu_{eL} + (\nu_{eL})^c \\ \nu_{\mu L} + (\nu_{\mu L})^c \\ \nu_{\tau L} + (\nu_{\tau L})^c \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \omega = \begin{pmatrix} \nu_{sR} + (\nu_{sR})^c \\ \nu_{s'R} + (\nu_{s'R})^c \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Le vecteur ω est de dimension n_R et contient les neutrinos droits stériles ν_{sR} , $\nu_{s'R}$, ...

En diagonalisant la matrice M à l'aide du matrice unitaire U , on obtient les états ν_i (avec $i = 1, \dots, 3 + n_R$) et les valeurs propres de masse m_i ($i = 1, \dots, 3 + n_R$) des neutrinos. Les états et valeurs propres de masses ne sont pas nécessairement les états et valeurs propres de l'interaction faible. Ces états sont reliés entre eux par les relations :

$$\nu_{lL} = \sum_{i=1}^{3+n_R} U_{li} \nu_i \quad \text{avec} \quad l = e, \mu, \tau \quad (1.22)$$

et

$$(\nu_{lR})^c = \sum_{i=1}^{3+n_R} U_{si} \nu_i \quad \text{avec} \quad s = ? \quad (1.23)$$

En revenant au cas simple d'une seule génération de neutrino massif, c'est-à-dire à l'expression (1.20), on trouve les valeurs propres de masses suivantes pour les neutrinos :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \left(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right) \quad (1.24)$$

1.1.3.3 Mécanisme du *see-saw*

Le mécanisme du *see-saw* permet de rendre compte de la différence de masse observée entre les leptons chargés et leurs neutrinos associés [17]. Ce modèle se base sur l'hypothèse qu'il n'y a pas de couplage gauche de Majorana, c'est-à-dire que $m_L = 0$. De plus, si, en seconde hypothèse, $m_R \gg m_D$, nous obtenons comme valeurs propres de masse m_{\pm} (1.24) :

$$m_{-} \approx \frac{m_D^2}{m_R} \quad \text{et} \quad m_{+} \approx m_R \quad (1.25)$$

L'expression (1.25) donne deux neutrinos de Majorana, un de masse très grande m_R et l'autre inversement proportionnelle à m_R . Le fait d'augmenter la masse m_R entraîne une diminution de la masse du neutrino léger, c'est le mécanisme de la *balançoire* ou *see-saw*.

Ce mécanisme permet d'expliquer la petitesse des masses comme étant une conséquence de la grande taille de l'échelle de processus physiques au-delà de Modèle Standard, sans toutefois devoir introduire de nouvelles interactions de jauge. Ce modèle requiert l'introduction de neutrinos lourds droits.

1.1.3.4 Les oscillations de neutrinos

Nous avons vu (1.22) et (1.23) que les états propres de saveur des neutrinos de l'interaction faible ν_l (avec $l = e, \mu, \tau$) ne coïncident pas avec les états propres de masse ν_i avec $i = 1, 2, 3$. Ces états sont liés par une matrice U unitaire de mélange analogue à celle des quarks. Pour les trois saveurs de neutrinos ν_l ($l = e, \mu, \tau$), la matrice U de dimension 3×3 est appelée matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS).

En prenant un cas simple de deux familles de neutrinos ν_e et ν_μ par exemple. Ces deux saveurs sont liées aux vecteurs propres ν_1 et ν_2 par la matrice unitaire U de dimension 2×2 :

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

L'angle θ est l'angle de mélange.

Par la suite, on pose $\cos\theta = c$ et $\sin\theta = s$.

Un neutrino ν_e créé en $x = 0$ est décrit par la relation (1.27) :

$$\nu_e(0) = c\nu_1 + s\nu_2 \quad (1.27)$$

L'évolution spatiale de l'état $\nu_e(x)$ est donnée par :

$$\nu_e(x) = c\nu_1 e^{ip_1 x} + s\nu_2 e^{ip_2 x} \approx e^{ip_1 x} (c\nu_1 + s e^{i \frac{\Delta m^2}{2E_\nu} x} \nu_2) \quad (1.28)$$

avec $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ la différence des valeurs propres de masse m_i au carré, p_i l'impulsion associée à l'état propre ν_i ($i = 1, 2$) et E_ν l'énergie du neutrino ν_e .

La probabilité $P_{ee}(x)$ que le neutrino électronique soit de neutrino électronique à la distance x est donnée par la relation (1.29) :

$$P_{ee}(x) = |\langle \nu_e | \nu_e(x) \rangle|^2 = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2}{2E_\nu} x \right) \quad (1.29)$$

La probabilité $P_{\mu e}(x)$ que le neutrino soit détecté en tant que ν_μ correspond à l'expression (1.30) :

$$P_{\mu e}(x) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2}{2E_\nu} x \right) \quad (1.30)$$

Un neutrino créé en tant que ν_e à une position $x = 0$ à une probabilité non nulle $P_{\mu e}$ d'avoir la saveur ν_μ à une distance x de son point d'émission, si la masse des états propres de neutrinos est non nulle. La mise en évidence expérimentale d'oscillation de saveur [13] entre donc en désaccord direct avec le Modèle Standard qui attribue aux neutrinos une masse nulle.

1.2 La double désintégration bêta

La possibilité d'une décroissance double bêta avec émission de neutrinos ($2\beta 2\nu$) fût évoquée, pour la première fois, en 1935 par Goeppert-Mayert [18]. Après le développement de la théorie de Majorana [11], W. Furry émit l'hypothèse, en 1939, de l'existence d'un processus de désintégration double bêta sans émission de neutrinos ($2\beta 0\nu$) [19].

La première observation expérimentale du processus $2\beta 2\nu$, pour les noyaux de ^{130}Te , n'a eu lieu qu'en 1968 [20]. Pour la décroissance $2\beta 0\nu$, une partie de la collaboration Heidelberg-Moscou a publié, en 2001, la présence d'un signal [30] mais ce résultat est aujourd'hui encore très controversé (§1.3.3.2).

1.2.1 La double décroissance bêta avec émission de neutrinos ($2\beta 2\nu$)

Le processus de décroissance double bêta avec émission de neutrinos est un processus du second ordre de l'interaction faible autorisé par le Modèle Standard. Il concerne les noyaux pair-pair pour lesquels la décroissance bêta simple est énergétiquement impossible ou fortement réduite pour des raisons de spin. La décroissance $2\beta 2\nu$ est un processus très rare qui peut être décrit comme deux décroissances bêta simultanées. Deux neutrons se désintègrent en deux protons avec émission de deux électrons et de deux antineutrinos électroniques comme l'illustre la figure (Fig. 1.1) :

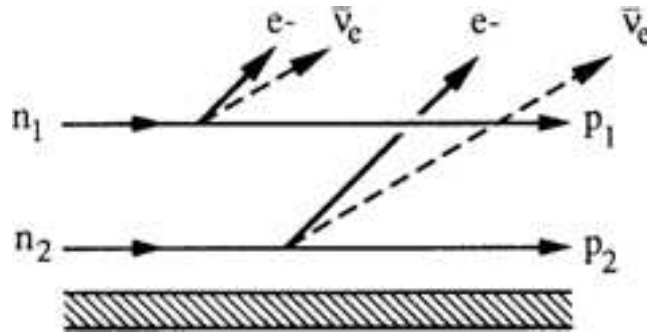


FIG. 1.1 – Schéma du processus de décroissance double bêta avec émission de neutrino.

La figure (Fig. 1.2) montre le schéma de décroissance double bêta du molybdène 100 (^{100}Mo). Nous pouvons constater que le niveau fondamental du ^{100}Mo est à une énergie inférieure au niveau fondamental du ^{100}Tc . Le processus $2\beta 2\nu$ a déjà été observé pour dix isotopes : ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{150}Nd et ^{238}U .

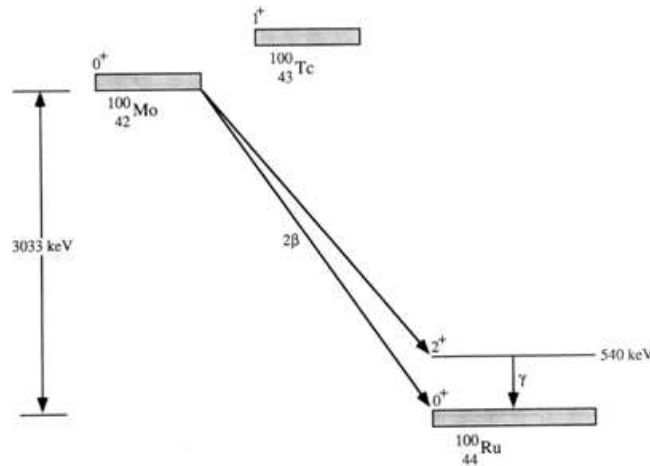


FIG. 1.2 – Processus de décroissance double bêta avec émission de neutrino du ^{100}Mo .

Période de décroissance $2\beta 2\nu$

La période de décroissance $2\beta 2\nu$, donnée par l'équation (1.32), est liée à deux paramètres. Le premier est un facteur de phase $G^{2\nu}$ qui dépend du numéro atomique Z et de la onzième puissance de l'énergie

de transition $Q_{\beta\beta}$. Ce paramètre est bien connu théoriquement. Le second paramètre est l'élément de matrice nucléaire $M^{2\nu}$.

$$\left(T_{\frac{1}{2}}^{2\nu}\right)^{-1} = |M^{2\nu}|^2 \times G^{2\nu}(Z, Q_{\beta\beta}) \quad (1.32)$$

L'élément de matrice nucléaire $M^{2\nu}$ est lié aux éléments des matrices nucléaires de transition Gamow-Teller et Fermi. Les valeurs de ces éléments de matrice s'obtiennent par sommation sur les états discrets du noyau intermédiaire. Pour certains noyaux, tel que le ^{100}Mo , deux hypothèses peuvent se distinguer. La première privilégie le peuplement du niveau fondamental du noyau intermédiaire, c'est l'hypothèse *Single State Dominance* (SSD). La seconde, quant à elle, favorise les états excités du noyau intermédiaire : *Higher States Dominance* (HSD). Ces deux hypothèses sont envisageables pour des émetteurs double bêta dont le niveau fondamental du noyau intermédiaire est 1^+ , comme par exemple pour le ^{100}Mo et le ^{116}Cd . [22].

Ces éléments de matrice se déterminent de manière complexe en utilisant un modèle nucléaire tels que le modèle en couches ou le formalisme *QRPA* (Quasi Random Phase Approximation). Les résultats théoriques, obtenus quelle que soit la méthode utilisée, varient, pour un même noyau, d'un facteur dix suivant les auteurs de ces calculs et le modèle nucléaire utilisé.

Spectre en énergie des électrons de décroissance $2\beta 2\nu$

La figure (Fig. 1.3) donne la signature expérimentale du processus $2\beta 2\nu$. Cette signature est le spectre de la somme en énergie totale des deux électrons émis lors de la désintégration $2\beta 2\nu$. Ce spectre est continu sur un intervalle en énergie compris entre 0 et l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$.

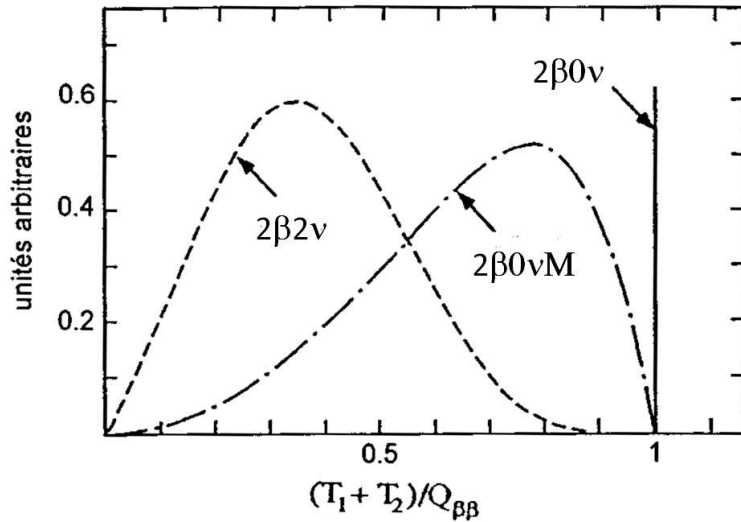


FIG. 1.3 – Spectres de la somme en énergie totale des deux électrons émis pour les processus $2\beta 2\nu$ (en pointillés), $2\beta 0\nu$ (raie à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$) et $2\beta 0\nu M$ la désintégration double bêta avec émission d'un Majoron. T_1 et T_2 sont les énergies des deux électrons émis.

1.2.2 La double décroissance bêta sans émission de neutrinos ($2\beta 0\nu$)

Contrairement au processus $2\beta 2\nu$, la double décroissance bêta sans émission de neutrinos viole le principe de conservation du nombre leptonique. De ce fait, ce processus est interdit par le Modèle

Standard. Il se manifeste par l'émission de deux électrons dont la somme des deux énergies est égale à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + 2e^- \quad (1.33)$$

La désintégration $2\beta 0\nu$ est la plus couramment décrite par l'émission, en un premier vertex, d'un électron et d'un antineutrino. Cet antineutrino est absorbé, en un second vertex, en tant que neutrino. Il s'en suit l'émission d'un second électron (Fig. 1.4).

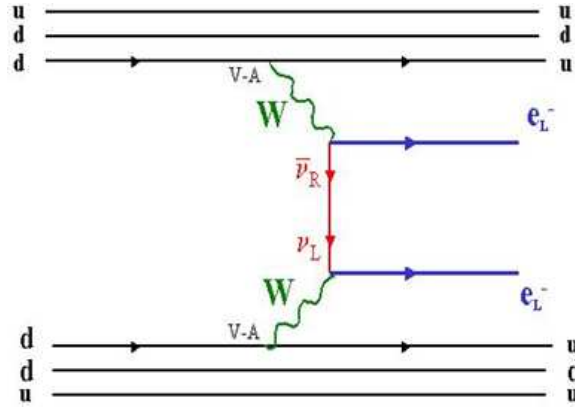


FIG. 1.4 – Modélisation du processus de décroissance $2\beta 0\nu$ faisant appel au courant leptonique gauche du type $V - A$.

La décroissance $2\beta 0\nu$ n'est possible que si l'antineutrino émis au premier vertex est reconnu au second vertex comme étant un neutrino. Le neutrino doit être du type de Majorana. De plus, par couplage $V - A$, l'antineutrino du premier vertex est d'hélicité droite tandis que le neutrino absorbé au second vertex est d'hélicité gauche. Le renversement d'hélicité ne peut se faire, par transformation de Lorentz, que si le neutrino est massif.

La mise en évidence expérimentale de ce processus impliquerait l'existence d'un neutrino massif décrit par un champ de Majorana.

La période de décroissance de ce processus est reliée à la masse effective $\langle m_\nu \rangle$ du neutrino par la relation :

$$\left(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu}\right)^{-1} = |\langle m_\nu \rangle|^2 \times |M^{0\nu}|^2 \times G^{0\nu}(Z, Q_{\beta\beta}) \quad (1.34)$$

$G^{0\nu}$ est le facteur d'espace de phase, lié au numéro atomique Z et à la cinquième puissance de l'énergie de transition : $Q_{\beta\beta}^5$. $M^{0\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire, pour lequel, comme dans le cas de la désintégration $2\beta 2\nu$, les calculs théoriques présentent de grandes incertitudes. La masse effective $\langle m_\nu \rangle$ a pour expression :

$$\langle m_\nu \rangle = \sum_i m_i U_{ei}^2 \quad (1.35)$$

m_i étant les valeurs propres de masse et U_{ei} les coefficients de la matrice de mélange de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (§1.1.3.4).

Le modèle que nous venons de décrire fait appel à l'échange d'un neutrino massif léger de Majorana par interaction faible à courant gauche. Il existe d'autres possibilités pour expliquer le processus $2\beta 0\nu$.

Désintégration $2\beta 0\nu$ par interaction faible à courant droit $V + A$

Dans le processus $2\beta 0\nu$ faisant appel au courant droit, l'antineutrino d'hélicité droite, émis au premier vertex, est absorbé au second vertex en temps que neutrino d'hélicité droite (Fig. 1.5). Dans ce cas le renversement d'hélicité n'est plus nécessaire, en revanche le neutrino doit rester massif pour des raisons d'orthogonalité entre les états propres de masse et les états propres de l'interaction faible [21]. Le couplage par courant droit du type $V + A$ nécessite l'introduction de nouveaux bosons médiateurs : W_R^\pm et Z_R^0 .

L'inverse de la période s'écrit dans ce cas :

$$\begin{aligned} \left(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu}\right)^{-1} &= C_1 \left(\frac{|\langle m_\nu \rangle|}{m_e} \right)^2 + C_2 |\langle \lambda \rangle| \frac{|\langle m_\nu \rangle|}{m_e} \cos(\psi_1) + C_3 |\langle \eta \rangle| \frac{|\langle m_\nu \rangle|}{m_e} \cos(\psi_2) \\ &+ C_4 |\langle \lambda \rangle|^2 + C_5 |\langle \eta \rangle|^2 + C_6 |\langle \lambda \rangle| |\langle \eta \rangle| \cos(\psi_1 - \psi_2) \end{aligned} \quad (1.36)$$

avec λ la constante de couplage entre courant leptonique droit et courant droit des quarks, η la constante de couplage entre courant leptonique droit et courant gauche des quarks. Les paramètres ψ_1 et ψ_2 sont des phases apparaissant entre $\langle m_\nu \rangle$, λ et η . Les coefficients C_i correspondent à des fonctions contenant les éléments de matrice nucléaires et les facteurs d'espace de phase. Enfin, m_e est la masse de l'électron.

L'existence de courants droits peut être démontrée expérimentalement en recherchant un signal de décroissance à l'énergie $Q_{\beta\beta} - E_{2+}$, avec E_{2+} l'énergie de l'état 2^+ de l'état final. Les transitions $2\beta 0\nu$ du niveau fondamental 0^+ vers le niveau excité 2^+ ne sont possibles que par interaction par courant droit.

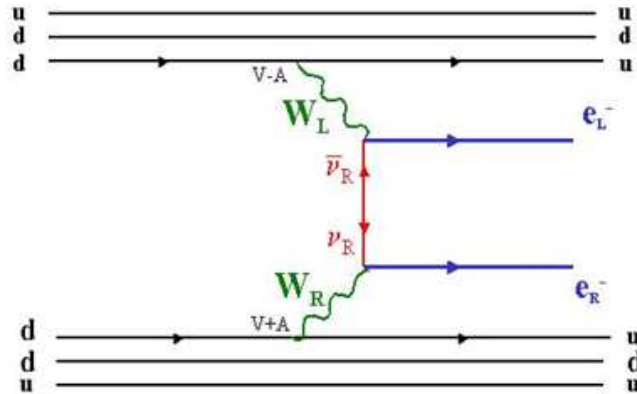


FIG. 1.5 – Modélisation du processus de décroissance $2\beta 0\nu$ faisant appel au courant leptonique droit $V + A$.

Désintégration $2\beta 0\nu$ avec émission d'un Majoron ($2\beta 0\nu M$)

La décroissance $2\beta 0\nu$ peut également se produire avec émission d'un boson de Goldstone, le Majoron (Fig. 1.6). Ce boson est associé à la brisure de symétrie spontanée du nombre leptonique.

Dans ce cas, l'inverse de la période du processus $2\beta 0\nu M$ s'écrit :

$$\left(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu M}\right)^{-1} = |\langle g_M \rangle|^2 \times |M^{0\nu M}|^2 \times G^{0\nu M}(Z, Q_{\beta\beta}) \quad (1.37)$$

$G^{0\nu M}$ est le facteur d'espace de phase, dépendant du numéro atomique Z et de la cinquième puissance de l'énergie de transition : $Q_{\beta\beta}^5$. $|M^{0\nu M}|$ correspond à l'élément de matrice nucléaire associé à ce processus et g_M la constante de couplage entre les neutrinos et le Majoron.

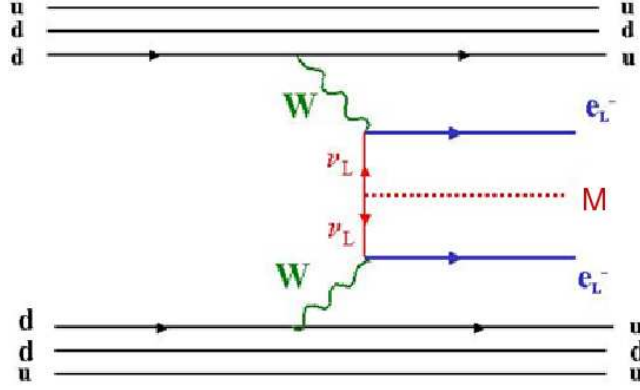


FIG. 1.6 – Modélisation du processus de décroissance $2\beta 0\nu$ avec émission d'un Majoron M .

Le spectre en énergie de la somme des électrons dans le cas du processus $2\beta 0\nu M$ est donné à la figure (Fig. 1.3).

Désintégration $2\beta 0\nu$ avec violation de la R -parité dans le cadre de la supersymétrie

Un autre modèle pouvant expliquer le processus $2\beta 0\nu$ met en jeu la supersymétrie. Dans ce cas, l'échange de neutrino pourrait se produire par violation de la R -parité. Dans la supersymétrie la R -parité est associée au nombre quantique $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$, avec B le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le nombre associé au spin ($R_p = 1$ pour les particules élémentaires du Modèle Standard et $R_p = -1$ pour leurs partenaires supersymétriques). Le processus $2\beta 0\nu$ violant le principe de conservation du nombre quantique L , celui-ci pourrait alors se produire par échange de particules supersymétriques comme les gluinos ou les neutralinos (Fig. 1.7).

L'inverse de la période peut s'exprimer, dans le cas le plus simple (l'échange d'un gluino massif), comme :

$$\left(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu}\right)^{-1} = G^{0\nu} \left| \eta' \left(\frac{4}{3} M^{1\pi} + M^{2\pi} \right) \right|^2 \quad (1.38)$$

où $M^{1\pi}$ et $M^{2\pi}$ sont les éléments de matrice nucléaire associés aux modes à un pion et deux pions. Le paramètre η' dépend de la masse des gluinos et des squarks mais aussi du carré de la constante de couplage SUSY λ'_{111} .

L'observation du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos donne accès, tout comme les oscillations des neutrinos, à la physique au-delà du Modèle Standard. En effet, quel que soit le processus physique permettant le désintégration $2\beta 0\nu$, les neutrinos sont toujours de Majorana et il y a violation du principe de conservation du nombre leptonique L .

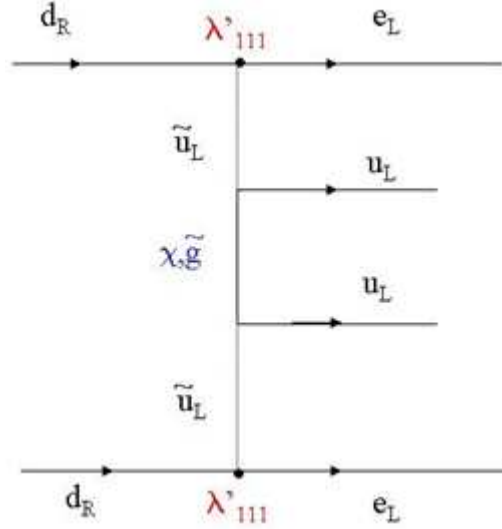


FIG. 1.7 – Schéma du processus de décroissance $2\beta 0\nu$ se produisant par échange de particules supersymétriques.

1.3 Revue des expériences sur la masse du neutrino

1.3.1 Mesures des oscillations de neutrinos

Nous avons vu au paragraphe (§1.1.3.4) que, dans le vide, les neutrinos massifs étaient capables d'osciller d'une saveur l à l'autre l' . Dans le cas simple d'une transition entre deux saveurs différentes de neutrinos, la probabilité qu'un neutrino d'énergie E , qui parcourt une distance L dans le vide, puisse osciller de la saveur l vers la saveur l' est donnée par l'expression suivante :

$$P_{\nu_l \rightarrow \nu_{l'}} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2 L}{2E} \right) \quad \text{avec} \quad \Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2 \quad (1.39)$$

Δm^2 étant la différence des carrés des masses propres m_1 et m_2 des neutrinos ν_1 et ν_2 qui sont les états propres de masse. θ correspond à l'angle de mélange.

Le phénomène d'oscillation est également présent dans la matière. L'expression (1.39) devient plus complexe afin de tenir compte du fait que, contrairement aux neutrinos ν_μ et ν_τ , les neutrinos ν_e interagissent avec les électrons de la matière par courant gauche. Ces interactions sont décrites par l'effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) [23] [24]. Il existe trois jeux de paramètres possibles pour décrire les oscillations dans la matière par effet MSW : Small Mixing Angle (SMA) ($\Delta m^2 \approx 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta \approx 3 \times 10^{-3}$), Large Mixing Angle (LMA) ($\Delta m^2 \approx 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta \approx 1$) et LOW ($\Delta m^2 \approx 10^{-7} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta \approx 1$).

Les paramètres θ et Δm^2 se déterminent expérimentalement à partir des mesures de flux de neutrinos et de leur spectre en énergie.

Différentes sources de neutrinos sont disponibles : les réacteurs nucléaires, les accélérateurs, l'atmosphère et le soleil. Ces sources se prêtent plus ou moins bien à l'étude des faibles valeurs de Δm^2 . En effet, plus la valeur Δm^2 à atteindre est petite, pour une source de neutrinos donnée, plus l'observateur devra s'éloigner de cette source.

Le tableau (Tab. 1.2) donne pour les différentes sources de neutrinos possibles leur énergie d'émission et la valeur Δm^2 associée à une distance d'observation L donnée.

Source	Energie	Distance L	Δm^2 (eV^2)
Accélérateur	1 GeV	1 km	2,5
Réacteur	8 MeV	200 km	10^{-5}
Atmosphère	400 MeV	10 km	0,1
		10000 km	10^{-4}
Soleil	1 MeV	10^8 km	10^{-11}

TAB. 1.2 – Energie d'émission des neutrinos et valeur de Δm^2 correspondant à une distance d'observation L pour différentes sources de neutrinos.

1.3.1.1 Les neutrinos solaires

L'étude des neutrinos solaires présente deux avantages : le soleil est une source intense de ν_e et la distance Terre-Soleil permet d'étudier les oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_l$ pour des différences de masses allant jusqu'à $10^{-11} eV^2$.

La combustion de l'hydrogène à l'intérieur du soleil se fait à partir des réactions :

$$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e \quad (1.40)$$

$$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e \quad (1.41)$$

Ces réactions produisent des ν_e appelés ν_{pp} et ν_{pep} et enclenchent le cycle de production de l'Hélium. La fusion de 3He avec 4He donne un noyau de 7Be qui à son tour se désexcite par capture électronique et forme un noyau de 7Li . Cette capture électronique émet un neutrino ν_e appelé ν_{Be} . Le 7Be a également la possibilité, mais avec une probabilité moindre, de capturer un proton pour former un noyau de 8B qui se désintègre avec émission de neutrinos ν_e nommés ν_B . Le schéma (Fig. 1.8) résume ces différentes réactions et la figure (Fig. 1.9) donne les flux et énergie des *différents* neutrinos ν_e produits par le soleil.

Le Modèle Standard du soleil est un modèle mathématique qui permet d'obtenir avec une précision correcte le nombre de neutrinos émis par le soleil à partir des différentes caractéristiques de celui-ci (composition, masse, température, âge,...).

Les premières mesures de flux de ν_e solaires ont été réalisées en 1968. Ces mesures ont été obtenues par détection de l'argon formé par la réaction $\nu_e + ^{37}Cl \rightarrow ^{37}Ar + e^-$ en utilisant un détecteur de 615 tonnes de tétrachlorure de carbone placé dans la mine de Homestake dans le Dakota du Sud. Le nombre d'interactions ainsi observé était trois fois plus faible que celui attendu [25]. Ce déficit a été confirmé à la fin des années 1980 par l'expérience Kamiokande. Cette expérience, basée dans la mine de Kamioka au Japon, utilisait un détecteur Cherenkov avec 3000 tonnes d'eau. Celui-ci permettait la mesure en temps réel du flux de neutrinos solaire ν_B à travers la lumière Cherenkov émise par l'électron produit par la diffusion élastique dans l'eau $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$. La distribution des événements en fonction de $\cos\theta$, où θ est l'angle entre la trajectoire de l'électron et la direction du soleil, présente un maximum $\cos\theta = 1$, c'est-à-dire en direction de soleil. Toutefois, ces événements montrent un flux de neutrinos ν_B environ deux fois moins élevé que celui attendu.

D'autres expériences réalisées dans les années 1990, telles que GALLEX et GNO au Laboratoire du Grand Sasso en Italie ou SAGE au Laboratoire Baksan en Russie, montrèrent également, en étudiant la réaction $\nu_e + ^{71}Ga \rightarrow ^{71}Ge + e^-$, que les flux de neutrinos solaires détectés au niveau de la Terre étaient inférieurs à ceux prédits par le Modèle Standard du Soleil.

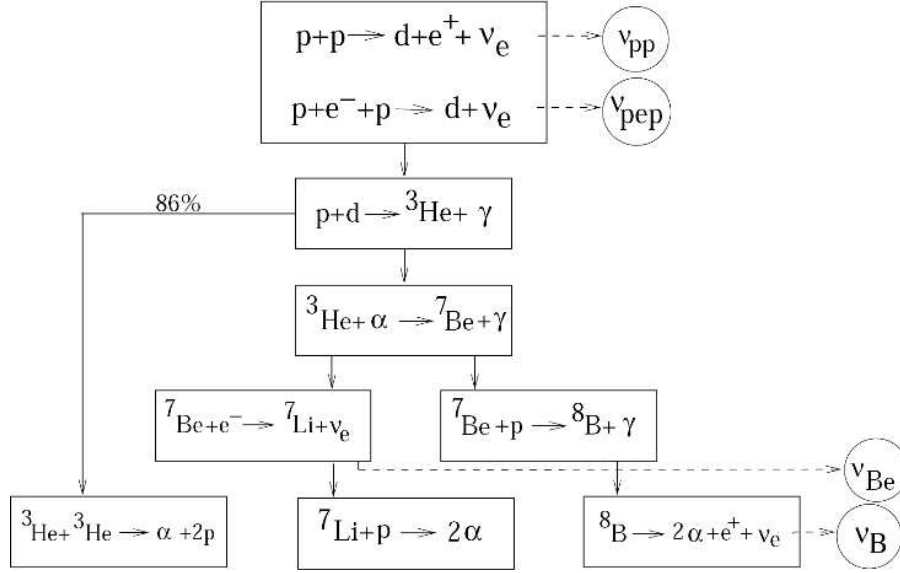


FIG. 1.8 – Schéma simplifié des réactions nucléaires dans le Soleil.

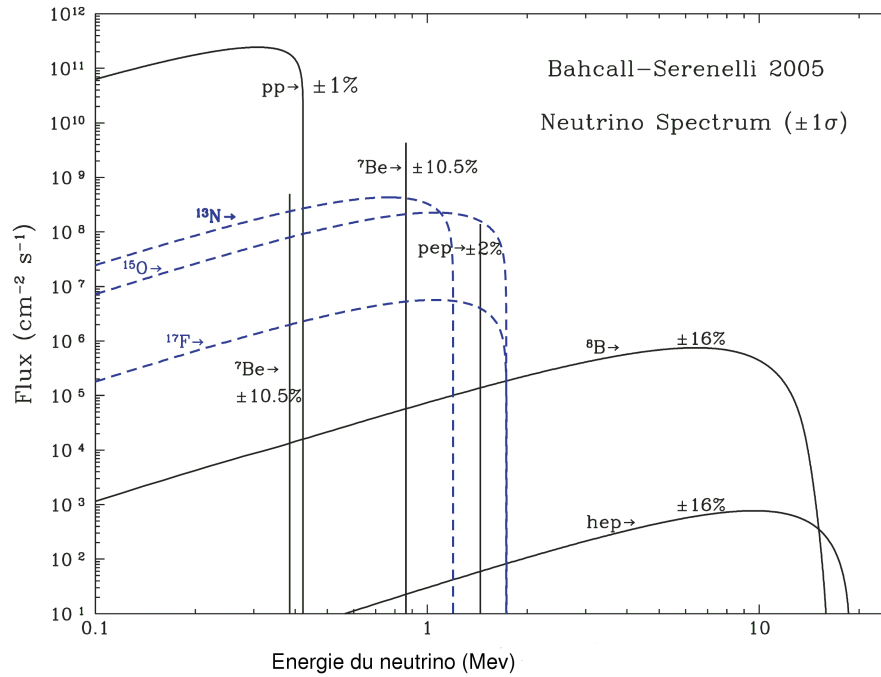


FIG. 1.9 – Flux et énergie des neutrinos solaires selon le Modèle Standard du Soleil de Bahcall-Serenelli.

L'expérience Super-Kamiokande, qui fit suite à l'expérience Kamiokande, avec un détecteur Cherenkov de 50000 tonnes d'eau, débuta en 1996 et confirma une nouvelle fois un déficit des neutrinos solaires ν_B avec cette fois-ci une plus grande statistique et un meilleur seuil de détection par rapport à l'expérience Kamiokande.

Les expériences sur les flux de neutrinos solaires ont toutes montré un flux observé moindre que celui attendu. Les oscillations des neutrinos peuvent expliquer ces observations.

Le détecteur Cherenkov SNO (Sudbury Neutrino Observatory), constitué de 1000 tonnes d'eau lourde, est chargé de détecter en temps réel le flux de neutrinos solaires ν_B à travers les trois réactions suivantes :

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (\text{Courant chargé}) \quad (1.42)$$

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \quad (\text{Courant neutre}) \quad (1.43)$$

$$\nu_x + d \rightarrow \nu_x + e^- \quad (\text{Diffusion élastique}) \quad (1.44)$$

Ces réactions mettent respectivement en jeu le courant chargé, le courant neutre et la diffusion élastique. La réaction par courant chargé n'est sensible qu'aux neutrinos ν_e , tandis que la réaction par courant neutre et la diffusion élastique impliquent les trois saveurs de neutrinos. La sensibilité à ces trois réactions permet donc de déterminer la composante de neutrinos ν_e parmi le flux total de neutrinos solaires au niveau de la Terre.

Les résultats, publiés en 2001, de cette expérience ont montré une différence entre les flux mesurés à travers la réaction à courant chargé et ceux estimés à partir des diffusions élastiques observées. Ceci montre que le flux de neutrinos solaires n'est pas uniquement constitué de ν_e . Ce résultat prouve ainsi l'existence des oscillations des neutrinos solaires [14]. Une deuxième série de mesure du flux à partir de la réaction par courant neutre ainsi qu'une troisième phase de prise de données avec ajout de chlorure de sodium dans l'eau lourde ont confirmé ce résultat [14]. Le chlorure de sodium dissous dans l'eau lourde a permis d'améliorer l'efficacité de détection des neutrinos solaires³ pour les trois réactions étudiées. Les résultats expérimentaux de SNO sont donnés par les contours dans le plan $(\Delta m_{12}^2, \tan^2 2\theta_{12})$ de la figure (Fig. 1.10a).

Actuellement l'ensemble des expériences sur les neutrinos solaires privilégie les paramètres LMA et donne une valeur Δm^2 égale à $(3 - 22) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $\sin\theta = 0,72 - 0,97$. Ces résultats sont donnés à 95% CL [15].

1.3.1.2 Les neutrinos issus des réacteurs

Les expériences auprès des réacteurs nucléaires permettent de tester les oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_x$. En effet, les centrales nucléaires produisent essentiellement des neutrinos électroniques par désintégration bêta des produits de fission.

L'expérience CHOOZ installée dans les Ardennes à 1 km de la centrale de Chooz a recherché la disparition des $\bar{\nu}_e$ provenant de la centrale en détectant les captures des neutrons et les deux rayonnements γ à 511 keV émis lors de l'annihilation des positrons produits par la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Les résultats de CHOOZ exclut l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ pour $\Delta m_{12}^2 > 0,9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{12} > 0,18$ [16]. L'expérience CHOOZ a également permis de donner une limite sur le paramètre θ_{13} avec $\sin^2 2\theta_{13} < 0,12$.

L'expérience Kamland, qui utilise un détecteur avec une kilotonne de scintillateur liquide, est située sur l'ancien site de Super-Kamiokande au Japon. Cette expérience étudie également les neutrinos des réacteurs mais la source est dans ce cas situé à environ 200 km du détecteur. Cette distance permet

³L'adjonction de chlorure de sodium augmente la capture des neutrons

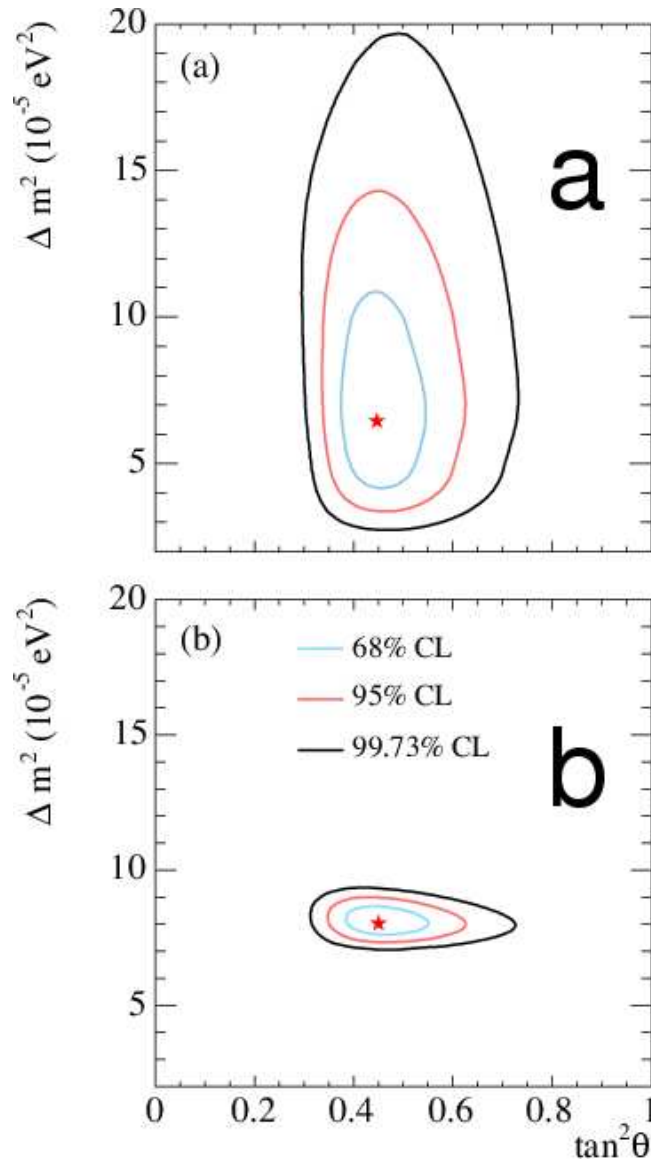


FIG. 1.10 – a) Contours obtenus par l'expérience SNO pour l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$. b) Contours obtenus en associant les résultats obtenus par les expériences SNO et Kamland pour l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$.

d'accéder aux mêmes paramètres d'oscillations que les neutrinos solaires, c'est-à-dire à Δm_{12}^2 et θ_{12} . Les mesures de Kamland favorisent les paramètres LMA et donnent un $\Delta m_{12}^2 = (7,4 - 8,5) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $\tan^2 \theta_{12} = 0,46$.

En tenant compte des deux expériences SNO et Kamland (Fig. 1.10b), les résultats obtenus sont $\Delta m_{12}^2 = 7,6 - 8,6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $\tan \theta_{12} = 0,38 - 0,54$ [14].

1.3.1.3 Les neutrinos atmosphériques

L'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère terrestre peut produire des pions qui se désintègrent en donnant des muons et des neutrinos. Pour un pion, deux neutrinos ν_μ et un ν_e sont produits. A leur tour, ces neutrinos peuvent interagir et donner des électrons et des muons. Ce sont ces deux particules qui sont recherchées dans les expériences avec les neutrinos atmosphériques. Le rapport R entre le nombre d'événements correspondant à la détection d'un muon ou d'un électron sert à montrer les phénomènes d'oscillations. Un rapport R environ deux fois plus faible que celui calculé a été mesuré par les expériences Kamiokande et Super-Kamiokande au Japon mais également IMB, aux Etats-Unis avec un détecteur Cherenkov de 8000 tonnes, et SOUDAN, une expérience installée également aux Etats-Unis utilisant une chambre à projection temporelle (TPC) pour l'étude des neutrinos d'origine cosmique.

Les résultats de Super-Kamiokande ont montré l'existence d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ sachant que $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ a été exclu par CHOOZ dans l'intervalle Δm^2 concernée. Super-Kamiokande donne pour les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\Delta m_{23}^2 = 1,9 - 3,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{23} > 0,90$.

1.3.1.4 Les neutrinos issus des accélérateurs

Les accélérateurs produisent en majorité des neutrinos ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ par désintégration de pions et de kaons. Ces neutrinos ont des énergies de l'ordre du GeV ce qui offrent la possibilité de travailler suivant deux modes : *short base-line*, c'est à dire que la distance source-détecteur est de l'ordre de kilomètre, ou en mode *long base-line*. Dans ce dernier cas, la distance source-détecteur est de plusieurs centaines de kilomètres, ce qui permet d'étudier des différences de masses beaucoup plus faibles.

L'expérience LSND, avec 167 tonnes de scintillateur liquide, a mesuré, à partir d'un faisceau de neutrinos résultant de la désintégration $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$, un excès de $\bar{\nu}_e$. La désintégration d'un μ^+ ne donne pas de neutrinos $\bar{\nu}_e$. L'excès observé peut s'expliquer par les oscillations $\bar{\nu}_\mu$ vers $\bar{\nu}_e$.

Les résultats de l'expérience KARMEN, réalisée avec un détecteur de 56 tonnes de scintillateur liquide, n'ont pas pu confirmer cette observation mais ont permis de restreindre une importante partie de la région ($\Delta m^2 - \theta$) autorisée par LSND.

La prise en compte des résultats de ces deux expériences ont donné les valeurs suivantes $\Delta m_{21}^2 \approx 0,2 - 1,0 \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{21} \approx 0,003 - 0,03$.

L'expérience *long base-line* K2K (KEK to Kamioka) consiste à étudier un faisceau de neutrino créé par l'accélérateur KEK envoyé en direction du détecteur Super-Kamiokande, soit à une distance de 250 km. Cette expérience a mesuré le flux de ν_μ . Les résultats publiés en 2006 montrent le processus d'oscillation ν_μ vers ν_τ et donne pour une valeur de $\sin^2 2\theta = 1$, une valeur Δm_{23}^2 comprise entre $1,9 - 3,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [26]. Ces résultats confirment ceux obtenus par l'étude des neutrinos atmosphériques.

L'expérience MINOS a pour objectif la mise en évidence de la disparition des neutrinos ν_μ dans un faisceau de neutrino généré à 735 km du détecteur. La collaboration MINOS a publié très récemment ses premiers résultats après un an de prise de données. Les valeurs données sont : $\Delta m_{32}^2 = 2,48 - 3,18 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{23} > 0,87$ à 68% CL [27].

L'expérience OPERA, dont le détecteur est basé sur la technique des chambres à émulsion, sera également dédiée à l'observation de l'apparition du neutrino ν_τ , dans le faisceau de ν_μ produit au

CERN. Ce détecteur sera également sensible à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et permettra de contraindre davantage l'angle θ_{13} .

La figure (Fig. 1.11) présente les résultats sur les valeurs Δ_m^2 et θ obtenus par différentes expériences d'oscillation [14].

1.3.2 Mesures directes de la masse des neutrinos

La mesure directe de la masse m_{ν_e} du neutrino ν_e est possible par la recherche de la distortion du spectre en énergie de l'électron au niveau de la fin du spectre de désintégration bêta du tritium (Fig. 1.12) :

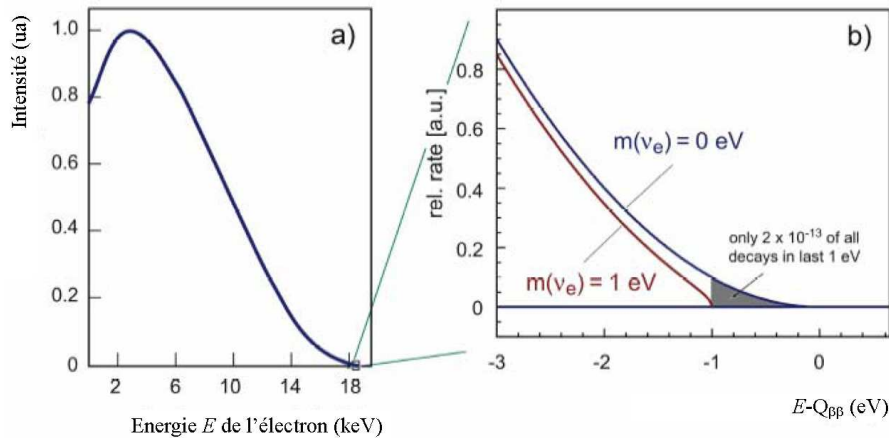


FIG. 1.12 – Spectre en énergie de l'électron émis par désintégration bêta du tritium (à gauche) et agrandissement de l'extrémité du spectre avec effet d'une masse non nulle du neutrino électronique (à droite).

Les meilleures limites actuelles donnent $m_{\nu_e} < 2,2 \text{ eV}$ et ont été obtenues par les expériences MAINZ et TROITZK [28]. En 2009, une nouvelle expérience sur l'étude de la désintégration bêta du tritium, KATRIN, devrait démarrer. Son objectif est d'atteindre une sensibilité sur la masse m_{ν_e} de $0,2 \text{ eV}$.

Des expériences de cosmologie et d'astrophysique ont, quant à elles, données une information sur la somme des masses des neutrinos dont la meilleure valeur est $\sum_j m_j \leq 2,1 \text{ eV}$ [37]. Ce résultat est obtenu en détectant les anisotropies du fond cosmologique micro-onde (CMB).

1.3.3 Etat des lieux des expériences double bêta

Nous allons à présent évoquer les différentes expériences de recherche de la décroissance double bêta déjà réalisées ou en cours de prise de données, ainsi que les différents projets proposés pour les futures générations d'expériences double bêta.

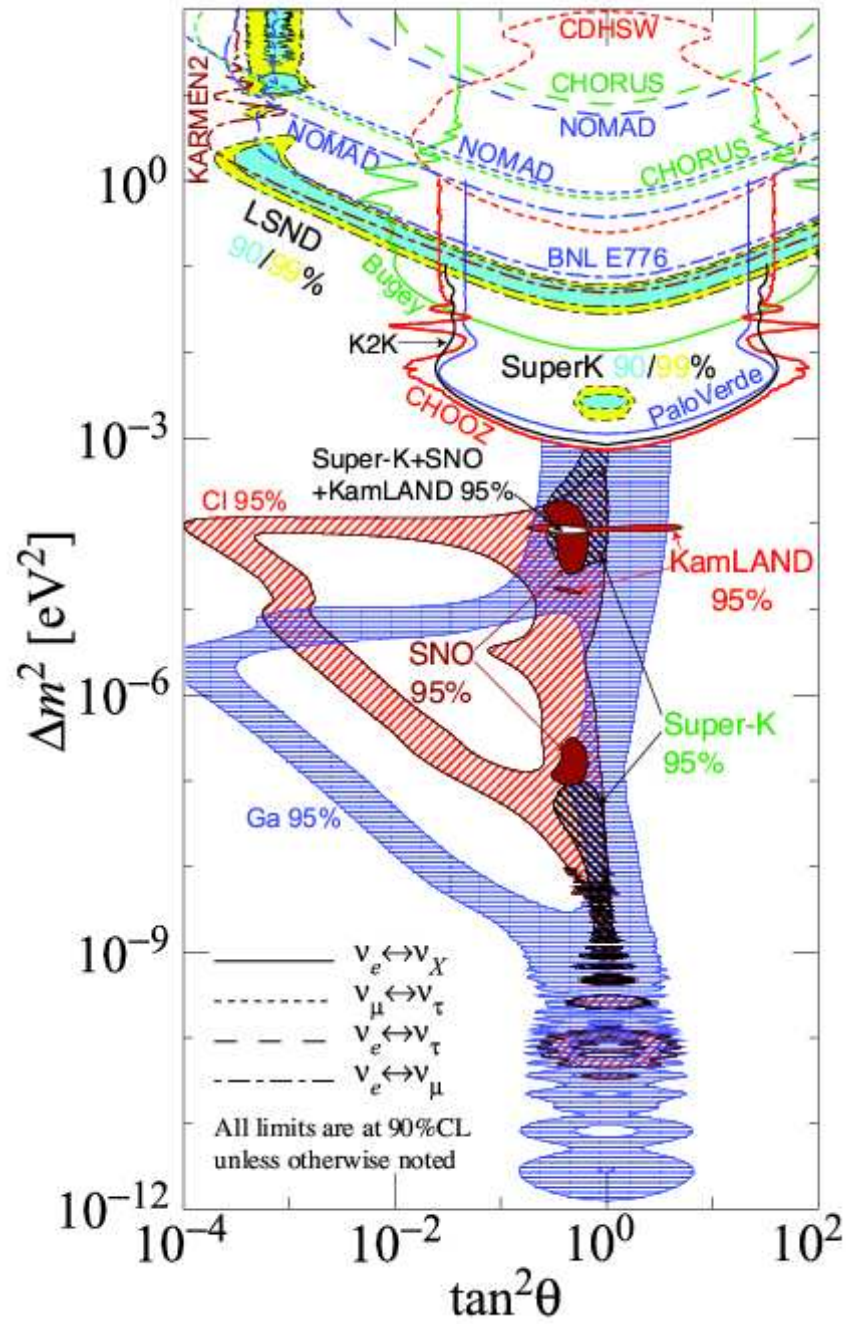


FIG. 1.11 – Compilation des résultats obtenus par différentes expériences d'oscillation.

1.3.3.1 Les différentes techniques de détection

Trois approches expérimentales pour la détection d'un processus de désintégration $2\beta 0\nu$ sont actuellement utilisées :

- l'utilisation d'un calorimètre pur. Dans ce cas, la source émettrice double bêta et le détecteur sont identiques. Cette méthode présente l'avantage de disposer d'une très bonne efficacité de détection ainsi qu'une très bonne résolution en énergie. L'inconvénient majeur est l'impossibilité d'identifier les électrons. En effet, la seule observable accessible dans ce type d'expérience est la somme des énergies des deux électrons.
- l'association d'un détecteur de traces et d'un calorimètre. Dans ce type de détecteurs, différentes sources émettrices double bêta peuvent être étudiées simultanément. L'avantage principal est l'identification des particules notamment des électrons. Ceci facilite le rejet des bruits de fond et permet la vérification de la topologie des événements retenus, candidats à la décroissance $2\beta 0\nu$. De plus, ces détecteurs mesurent trois observables : l'énergie de chaque électron, la corrélation angulaire entre les deux électrons et la somme en énergie des deux électrons. Ces informations sont utiles pour identifier les processus de décroissance double bêta mis en jeu. Les inconvénients de cette méthode sont une plus faible efficacité de détection et une résolution en énergie moins bonne que pour les expériences calorimétriques pures.
- l'utilisation d'un calorimètre avec un dispositif d'identification des noyaux fils produits par désintégration $2\beta 0\nu$.

1.3.3.2 Les expériences passées

Deux expériences avec des détecteurs germanium, aujourd'hui arrêtées, ont donné les meilleurs résultats actuels.

L'expérience Heidelberg-Moscow :

L'expérience Heidelberg-Moscow utilisait des cristaux de Germanium enrichis à 86% en ^{76}Ge . Elle était composée de 5 détecteurs placés au Laboratoire Souterrain du Grand Sasso en Italie. La résolution en énergie de ces détecteurs était de 3 à 3,7 keV à 2614 keV. Les prises de données se sont déroulées sur une période de 10 ans. La limite supérieure sur le processus $2\beta 0\nu$ du ^{76}Ge , obtenue avec ces détecteurs, est $1,9 \times 10^{25}$ années, soit une masse effective $\langle m_\nu \rangle < 0,35 - 1,05 \text{ eV}$ suivant les éléments de matrice nucléaire [29]. La même année, en 2001, une partie de la collaboration a annoncé un signal positif de type $2\beta 0\nu$ à la valeur attendue $Q_{\beta\beta}$ du ^{76}Ge [30]. Une seconde analyse [31] (Fig. 1.13) donna une valeur de la période $T_{\frac{1}{2}}^{0\nu}$ égale à $(0,69 - 4,2) \times 10^{25}$ années (99,73% CL) ce qui correspond à un intervalle sur la masse effective $\langle m_\nu \rangle < 0,24 - 0,58 \text{ eV}$. Des interrogations subsistent sur les différents bruits de fond et les étalonnages (pics d'origine inconnue ou positions des pics décalées de 2σ). Toutefois, bien que controversé, il n'est pas possible pour l'instant d'exclure la découverte de ce signal. Les expériences double bêta en cours et futures permettront peut être de confirmer ce résultat.

L'expérience IGEX :

L'expérience IGEX utilisait également les cristaux de germanium enrichis à 86%. Cette expérience était constituée de trois détecteurs d'environ 2 kg chacun. Les prises de données, qui ont été réalisées au Laboratoire Souterrain du Canfranc en Espagne, n'ont pu donner qu'une limite sur le signal $2\beta 0\nu$ du ^{76}Ge : $T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1,57 \times 10^{25}$ années soit $\langle m_\nu \rangle < 0,33 - 1,31 \text{ eV}$ [32]. L'expérience IGEX n'a donc pas confirmé le signal observé par l'expérience Heidelberg-Moscow.

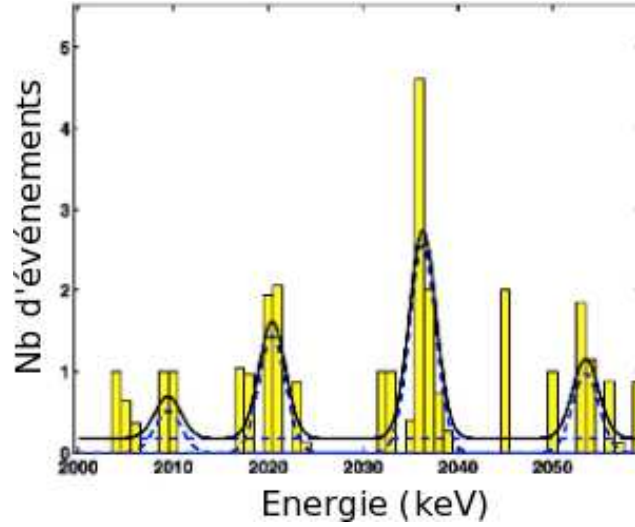


FIG. 1.13 – Spectre en énergie dans la fenêtre [2000-2060] keV mesuré par l'expérience Heidelberg-Moscow [31]. Quatre pics sont identifiés qui émergent d'un bruit de fond constant. Trois d'entre eux sont attribués au ^{214}Bi . Un pic caractéristique du processus $2\beta 0\nu$ du ^{76}Ge est identifié à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta} = 2039 \text{ keV}$.

1.3.3.3 Les expériences en cours

Actuellement, seules deux expériences de recherche de la décroissance double bêta $2\beta 0\nu$ sont en cours de prises de données : l'expérience NEMO3 et l'expérience Cuoricino.

L'expérience NEMO 3 :

Le détecteur NEMO 3 est composé d'un détecteur de traces associé à un calorimètre. Les deux principaux émetteurs double bêta étudiés sont le ^{100}Mo et le ^{82}Se . La prise de données a débuté en février 2003 et devrait se poursuivre jusqu'en 2010. La sensibilité finale attendue est de 2×10^{24} années pour la période de décroissance $2\beta 0\nu$ soit une limite sur la masse effective $\langle m_\nu \rangle < 0,3 - 1,3 \text{ eV}$.

L'expérience Cuoricino :

Cette expérience utilise des bolomètres. Ces dispositifs cryogéniques, fonctionnant à des températures d'environ 10 mK, sont capables de détecter le réchauffement du milieu provoqué par le passage de particules. Le détecteur Cuoricino est installé au Laboratoire Souterrain du Grand Sasso et est composé de 62 cristaux de $^{nat}\text{TeO}_2$. Les dimensions de ces cristaux sont pour 44 d'entre eux de $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ et pour les 18 autres $3 \times 3 \times 6 \text{ cm}^3$. Au total, la masse de ^{130}Te est de 11 kg. L'abondance isotopique du ^{130}Te étant naturellement importante (34%), l'enrichissement n'a pas été nécessaire. Toutefois deux cristaux sont composés de ^{130}Te enrichi et deux autres sont des cristaux de ^{128}Te servant à l'étude du processus $2\beta 2\nu$.

La limite actuelle sur la période $T_{1/2}$ du processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te est $> 2,4 \times 10^{24}$ années [34]. L'objectif est d'atteindre, en 2009, une sensibilité sur la période de décroissance $2\beta 0\nu$ de $7,1 \times 10^{24}$ soit une limite sur la masse effective de $\langle m_\nu \rangle < 0,18 - 0,94 \text{ eV}$.

1.3.3.4 Les projets futurs

Nous avons vu (§1.2.2) que la mesure de la période de décroissance $2\beta 0\nu$ donne accès à la masse effective du neutrino $\langle m_\nu \rangle$. La masse effective $\langle m_\nu \rangle$ dépend des masses propres des neutrinos (m_1, m_2, m_3) , des angles de mélange θ_{12} et θ_{13} et également des phases de Majorana de violation de CP ϕ_{12} :

$$|\langle m_\nu \rangle| = |\cos^2\theta_{13}(|m_1|\cos^2\theta_{12} + |m_2|e^{2i\phi_1}\sin^2\theta_{12}) + |m_3|e^{2i(\phi_2-\delta)}\sin^2\theta_{13}| \quad (1.46)$$

En associant les données obtenues par les expériences double bêta et les mesures d'oscillations, il est possible de déterminer le spectre des trois masses propres de neutrino m_1 , m_2 et m_3 . Les mesures d'oscillations ne peuvent conclure à elles seules sur la distribution des masses propres à cause de la dépendance à la valeur du signe de Δm_{23} qui n'a toujours pas été mesurée.

La figure (Fig. 1.14) montre la dépendance entre la valeur de la masse effective et la masse du neutrino le plus léger en fonction des trois différentes hiérarchies entre les masses possibles :

- la hiérarchie quasi-dégénérée, c'est-à-dire $m_1 \approx m_2 \approx m_3 \approx m_{\nu_{min}}$ avec $m_{\nu_{min}}$ la masse du neutrino le plus léger. Dans ce cas, $m_{\nu_{min}}$ est suffisamment grand ($> 0,1 \text{ eV}$) pour que les différences des carrés des masses observées Δm_{12}^2 et Δm_{23}^2 soient négligeables. Ce cas correspond à une masse effective $\langle m_\nu \rangle > 0,1 \text{ eV}$.
- la hiérarchie inverse correspond à $m_3 \ll m_1 \ll m_2$ et fixerait des limites sur la masse effective : $0,1 > \langle m_\nu \rangle > 0,01 \text{ eV}$.
- la hiérarchie normale donne $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ et correspondrait à $\langle m_\nu \rangle < 0,01 \text{ eV}$.

Une valeur sur $\langle m_\nu \rangle$ permettrait donc d'accéder au spectre de masse.

Les générations suivantes d'expérience double bêta devront être capables de tester la hiérarchie inverse du spectre des masses propres des neutrinos. Ceci implique une sensibilité de détection sur la masse effective de l'ordre de 50 meV.

L'expérience Cuore :

L'expérience Cuore sera une extrapolation de l'expérience Cuoricino. Elle consistera à un ensemble de 19 tours semblables au détecteur Cuoricino, composées de 13 modules de cristal de ^{nat}Te de taille $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$. Au total, le détecteur Cuore devrait contenir 203 kg de ^{130}Te . L'objectif ultime est de mesurer une période $T_{\frac{1}{2}}$ de l'ordre de 6×10^{26} ans avec 1 événement de bruit de fond par tonne.keV.an, soit une réduction d'un facteur 200 par rapport à l'expérience Cuoricino. La mise en service de Cuore est prévue pour 2011.

L'expérience Majorana :

Le projet Majorana consiste à construire un détecteur de 500 kg de germanium enrichi à 86%. Le détecteur sera composé de plusieurs cristaux de germanium placés dans des cryostats en cuivre électroformé ultra bas bruit de fond. La segmentation des cristaux de germanium va permettre de rejeter une partie du bruit de fond par coïncidence. Un module du détecteur devrait regrouper 57 cristaux de germanium, soit une masse d'environ 60 kg de germanium. La première phase de prise de données se fera avec 180 kg de germanium. Dans la seconde étape, neuf modules seront installés portant ainsi la masse de germanium à 540 kg. Ceci devrait permettre d'atteindre une sensibilité de 4×10^{27} années sur la période $2\beta 0\nu$ du ^{76}Ge , avec un bruit de fond ultime d'un événement par tonne.keV.an. L'expérience sera installée au Sudbury Underground Laboratory (Canada) et devrait démarrer la prise de données en 2012.

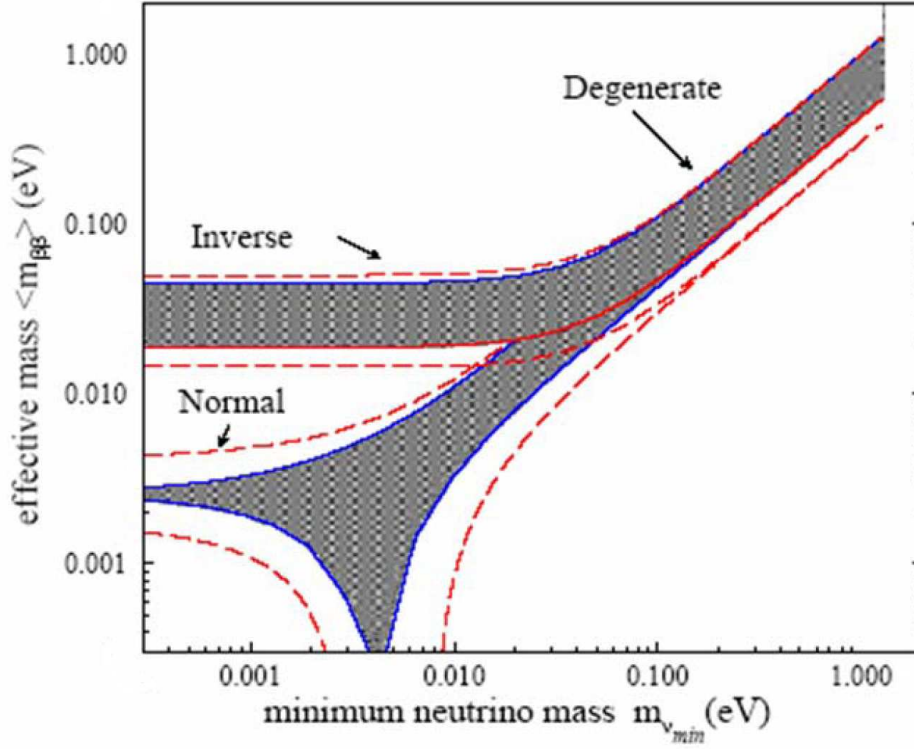


FIG. 1.14 – Masse effective de neutrino mesurée dans les processus $2\beta 0\nu$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger. Suivant la valeur de $\langle m_{\nu} \rangle$, il est possible de déterminer l'échelle de masses des neutrinos et le spectre de masse (hiérarchie dégénérée, inverse ou normale). La région grisée correspond aux meilleurs ajustements des paramètres d'oscillation, avec $\theta_{13} = 0$ et la ligne pointillée correspond à l'extension de ces zones lorsque la valeur maximale de θ_{13} est autorisée, avec une erreur de 1σ sur les paramètres d'oscillation [33].

L'expérience Gerda :

L'expérience Gerda recherchera également un signal $2\beta 0\nu$ du ^{76}Ge . Pour cela des cristaux de germanium seront plongés dans de l'azote ou de l'argon liquide. L'objectif est de réduire la quantité de matériaux en contact avec les détecteurs afin de limiter les bruits de fond. De plus, l'argon liquide pourrait servir de blindage actif.

L'expérience est prévue pour se dérouler suivant trois phases. La première comportera 15 kg de ^{76}Ge . L'objectif sera de contrôler les niveaux de bruits de fond et de mesurer une période $2\beta 0\nu$ de l'ordre de 10^{25} ans afin de vérifier le signal obtenu par l'expérience Heidelberg-Moscou. La seconde étape portera la masse de ^{76}Ge à 100 kg. La sensibilité attendue sur la période devrait être de 2×10^{26} années avec un bruit de fond estimé à 0,01 événement/keV.kg.an. L'étape finale, avec 300 kg de cristaux de ^{76}Ge devrait atteindre une sensibilité de 6×10^{27} années.

L'expérience sera installée au Laboratoire du Grand Sasso et la première phase devrait démarrer en 2007. La seconde phase est prévue pour 2010.

L'expérience Exo :

Le projet Exo propose d'étudier la décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{136}Xe en utilisant une chambre à projection temporelle (TPC). Une phase de recherche et développement est en cours pour mettre au point un dispositif permettant, après l'observation d'une désintégration double bêta, de récupérer le noyau fils $^{136}\text{Ba}^{++}$ résultant de cette désintégration. Cette technique permettrait d'obtenir une expérience avec un niveau de bruit de fond nul. Le xénon peut être utilisé en phase gazeuse ou liquide. C'est cette dernière solution qui est actuellement retenue. En phase liquide, la résolution en énergie (FWHM) est de 2% à 2,5 MeV. Actuellement, un prototype avec du xénon liquide est en cours de construction et sera installé à la fin de cette année dans le Laboratoire Souterrain WIPP situé aux Etats-Unis. La sensibilité de ce prototype devrait permettre d'atteindre une période $T_{1/2} \approx 3 \times 10^{25}$ années avec un bruit de fond attendu de l'ordre de 0,02 événement/keV.kg.an. L'objectif final est la construction d'un détecteur avec une TPC de 1 à 10 tonnes de ^{136}Xe enrichis. La sensibilité attendus pour une tonne de ^{136}Xe et pour cinq ans de prises de données est de 2×10^{27} années soit $< m_{\nu_e} > \approx 50 \text{ meV}$. Avec 10 tonnes de ^{136}Xe et dix ans de prises de données, la sensibilité devrait atteindre $4,1 \times 10^{28}$ années soit $< m_{\nu_e} > \approx 11 \text{ meV}$.

L'expérience SuperNEMO

Le projet SuperNEMO est une extrapolation de l'expérience NEMO 3. Le détecteur SuperNEMO va reprendre, tout en l'améliorant, les techniques mises au point pour NEMO 3, c'est-à-dire l'association d'un détecteur de traces avec un calorimètre. Le choix de l'isotope émetteur double bêta se porte vers le ^{82}Se mais la possibilité d'utiliser du ^{150}Nd est également à l'étude.

L'objectif de la phase de recherche et développement, actuellement en cours, est d'améliorer la résolution en énergie du calorimètre afin d'atteindre une résolution de 4% (FWHM) à 3 MeV (Dans l'expérience NEMO 3, la résolution est de 8% à 3 MeV). Ceci passe, par exemple, par l'augmentation du rendement lumineux des scintillateurs et une meilleure efficacité de collection de cette lumière de scintillation au niveau des photomultiplicateurs.

Pour atteindre une sensibilité sur la période $T_{1/2} > 2 \times 10^{26}$ années pour le ^{82}Se , la radiopureté des sources double bêta doit être améliorée d'un facteur 10 par rapport aux sources de NEMO 3 afin d'obtenir des contaminations en $^{208}\text{Tl} < 2 \mu\text{Bq/kg}$ et en $^{214}\text{Bi} < 10 \mu\text{Bq/kg}$. Pour mesurer de telles valeurs, un détecteur spécifique est en cours de développement.

La géométrie envisagée est un détecteur composé de 20 modules plans distincts. Chaque module comporte en son centre une feuille source émettrice double bêta de 5 kg. Cette feuille est entourée d'un détecteur de trace formé de 3000 cellules en régime Geiger et d'un calorimètre comportant 1000 scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs.

Le détecteur SuperNEMO devrait être installé au Laboratoire Souterrain de Canfranc en Espagne ou au Laboratoire Souterrain de Modane. La construction du premier module est prévu pour 2009. Les 20 modules devraient être opérationnels en 2012.

Le tableau (Tab.1.3) récapitule les différents projets futurs concernant la recherche de la décroissance double bêta $2\beta 0\nu$ [35].

Dans ce premier chapitre, nous avons vu que la mise en évidence d'un signal de décroissance double bêta sans émission de neutrinos $2\beta 0\nu$ permettrait une importante avancée dans le domaine de la phy-

Expérience	Noyau	Masse (kg)	Résolution (FWHM) à $Q_{\beta\beta}$ (keV)	Bruit de fond evt/FWHM.kg.an	Limite $T_{1/2}$ (ans)	$\langle m_\nu \rangle$ (meV)
EXO	^{136}Xe	160	50	0,95	3×10^{25}	90-550
GERDA Phase I	^{76}Ge	15	4	0,04	3×10^{25}	25-780
GERDA Phase II	^{76}Ge	100	4	0,004	2×10^{26}	100-290
GERDA Phase III	^{76}Ge	300	4	0,004	6×10^{27}	25-80
MAJORANA I	^{76}Ge	180	4	0,003	3×10^{26}	90-250
MAJORANA II	^{76}Ge	540	4	0,003	4×10^{27}	20-65
SuperNEMO	^{82}Se	100	210	0,01	2×10^{26}	35-105
CUORE	^{130}Te	203	5	0,05	$2,1 \times 10^{26}$	35-120
			5	0,005	$6,6 \times 10^{26}$	20-65

TAB. 1.3 – Caractéristiques et objectifs des futures expériences double bêta.

sique du neutrino. La détection des oscillations des saveurs de neutrinos constitue la première preuve expérimentale d'une physique au-delà du Modèle Standard, découverte qui a encouragé la recherche de la décroissance $2\beta 0\nu$. Dans le chapitre suivant, nous allons décrire la technique de détection utilisée par l'expérience NEMO 3 pour tenter de mettre en évidence l'existence de ce signal.

Chapitre 2

Le détecteur NEMO 3

L'objectif principal de l'expérience NEMO 3 est la mise en évidence de la décroissance double bêta sans émission de neutrino ($2\beta 0\nu$) pour différents isotopes.

La recherche de la décroissance $2\beta 0\nu$ peut se faire selon deux approches expérimentales. La première consiste à ce que la source émettrice double bêta soit également utilisée comme détecteur. C'est le cas des détecteurs germanium ou des bolomètres au tellure. La seconde voie expérimentale, choisie par l'expérience NEMO 3, sépare la source émettrice double bêta du volume de détection. Cette approche expérimentale permet une détection directe des deux électrons émis par décroissance $2\beta 0\nu$ ainsi que la mesure de leur énergie. Ceci est réalisé en associant un détecteur de traces à un calorimètre.

La description du détecteur NEMO 3 sera présentée dans ce chapitre après une revue détaillée des différents bruits de fond de la décroissance $2\beta 0\nu$. Nous verrons aussi comment la conception du détecteur NEMO 3 a été optimisée pour réduire ces sources potentielles de bruits de fond.

2.1 Description générale

Le détecteur NEMO 3 (Fig. 2.1), installé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), possède une symétrie cylindrique. Il mesure 4 mètres de haut et 6 mètres de diamètre. Il est divisé en 20 secteurs. Chaque secteur (Fig. 2.2) contient, en son centre, une feuille source d'isotopes émetteurs double bêta. De part et d'autre de la source sont disposées des cellules de dérive fonctionnant en régime Geiger et formant le détecteur de traces. Cette chambre à fils est entourée d'un calorimètre constitué de scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs.

Le détecteur de traces permet l'identification des électrons et la reconstruction de leur trajectoire. Les énergies et temps de vol des particules sont, quant à eux, mesurés par le calorimètre. Les scintillateurs placés vers l'extérieur du détecteur forment une surface appelée mur externe, ceux situés vers l'intérieur composent le mur interne. Les scintillateurs installés aux extrémités inférieure et supérieure du détecteur constituent respectivement les pétales bas et haut du calorimètre.

Au total, le détecteur dispose d'un trajectographe composé de 6180 cellules de dérive et d'un calorimètre de 1940 couples scintillateurs-photomultiplicateurs. Le détecteur NEMO 3 contient 11,575 kilogrammes de sources, essentiellement des émetteurs double bêta tels que le Molybdène 100 (6919 g) et le Sélénium 82 (932 g).

Les périodes attendues pour le processus $2\beta 0\nu$ étant très grandes (sensibilité du détecteur à quelques événements par an), il est impératif de minimiser toutes les sources de bruit de fond. C'est dans ce but que le détecteur est entouré de blindages contre les rayonnements γ et les neutrons. Un champ

magnétique de 25 Gauss parallèle aux sources permet également de rejeter du bruit de fond en distinguant les électrons des positrons. Enfin, l'ensemble du détecteur est isolé du radon par une tente anti-radon dans laquelle l'air injecté est purifié par des filtres à charbon qui réduisent significativement la concentration de radon.

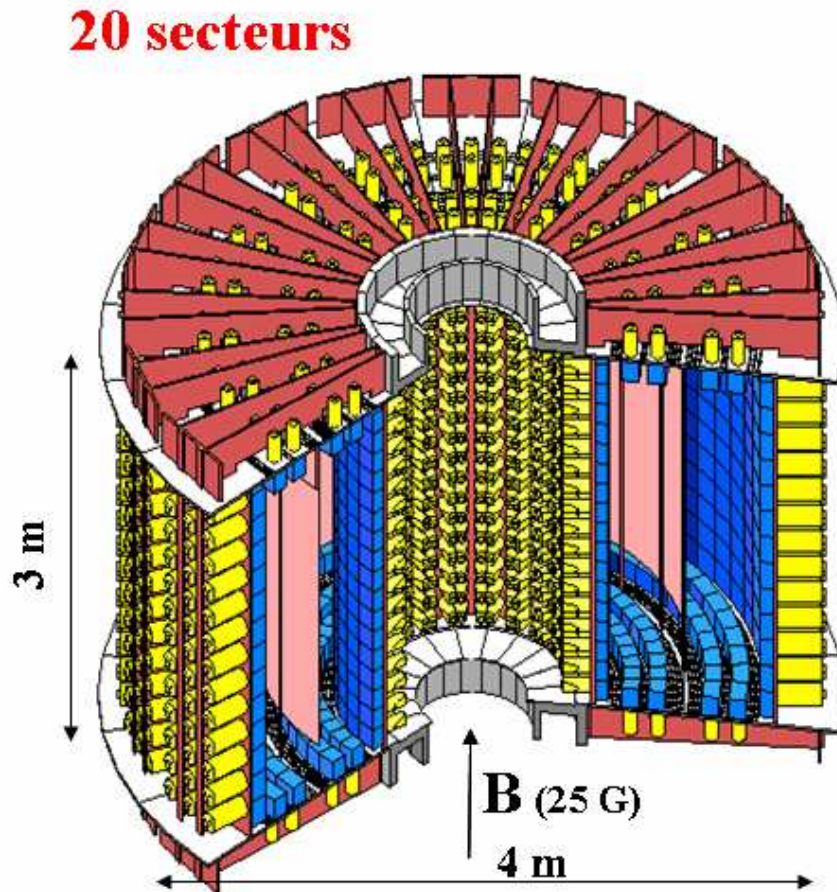


FIG. 2.1 – Schéma du détecteur NEMO 3 sans blindage.

2.2 Les bruits de fond du signal de décroissance $2\beta 0\nu$

Les expériences recherchant des processus physiques très rares, telle que la désintégration $2\beta 0\nu$, ont pour principale contrainte la réduction des différentes sources de bruits de fond.

Dans le cadre de l'expérience NEMO 3, les bruits de fond peuvent se répartir en deux groupes selon

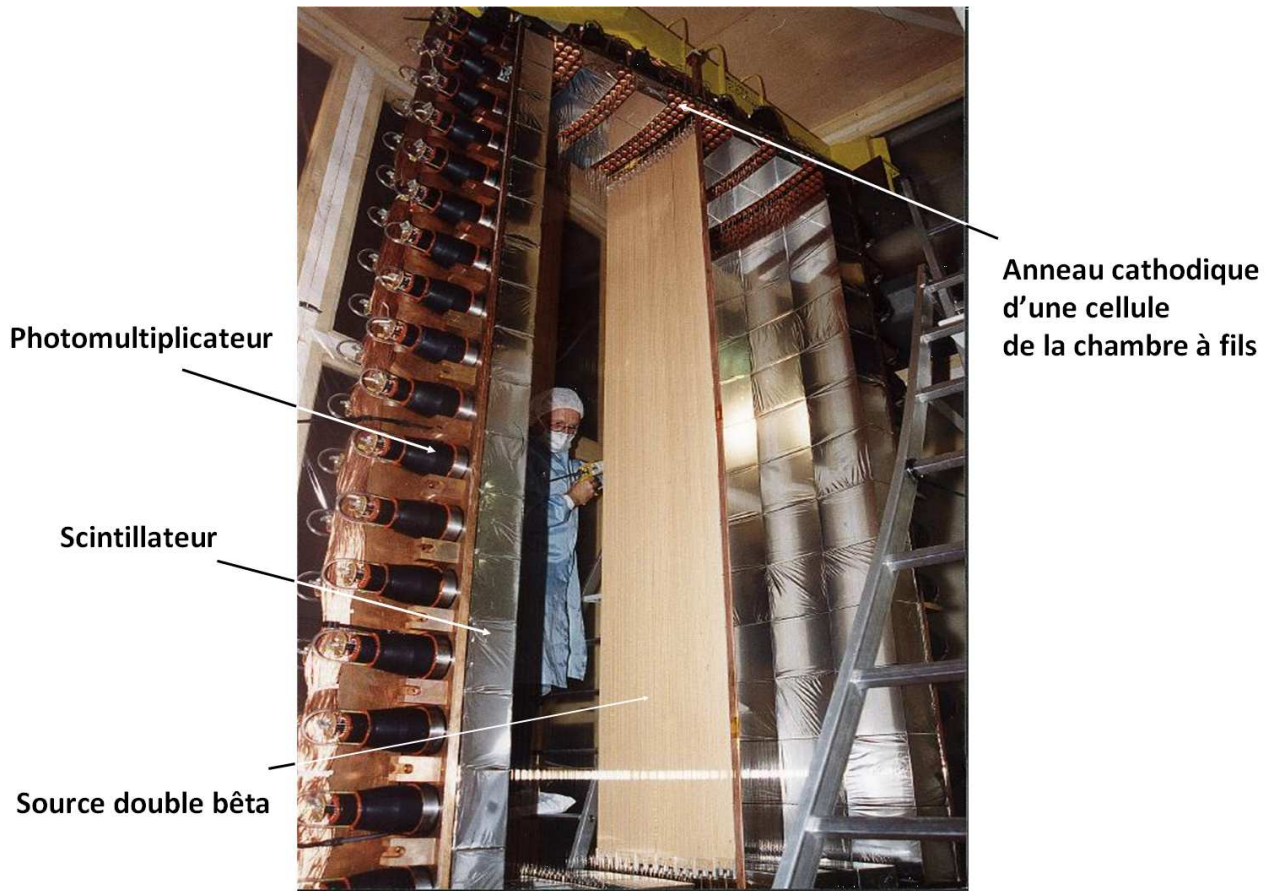


FIG. 2.2 – Photographie d'un des secteurs du détecteur NEMO 3 pendant l'installation des sources double bêta.

leurs origines : ceux provenant de la source émettrice double bêta elle-même, dits bruits de fond internes, dûs à la contamination de la source par des éléments radioactifs, et ceux externes à la source double bêta, appelés bruits de fond externes, résultant de l'interaction, dans la source, de photons produits en dehors de celle-ci.

2.2.1 Le bruit de fond interne

Pour la recherche du signal de décroissance $2\beta 0\nu$, le bruit de fond interne a deux origines : la radioactivité naturelle et le processus $2\beta 2\nu$.

2.2.1.1 La radioactivité naturelle

La fenêtre en énergie du signal attendu de la décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo et du ^{82}Se se situe aux environs de 3 MeV ($Q_{\beta\beta}(^{100}\text{Mo}) = 3,034$ MeV et $Q_{\beta\beta}(^{82}\text{Se}) = 2,995$ MeV). Dans cette région en énergie, deux isotopes, le ^{214}Bi et le ^{208}Tl , sont susceptibles de générer des événements simulant la désintégration $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo et du ^{82}Se . Ces isotopes font partie des chaînes radioactives naturelles. Comme le montre la figure (Fig.2.4), le ^{214}Bi est un des descendants de la chaîne de l'Uranium 238 et le ^{208}Tl est un noyau fils de la chaîne radioactive du Thorium 232.

Le ^{214}Bi et le ^{208}Tl sont émetteurs β avec une énergie de transition $Q_\beta=3,272$ MeV et une période de 19,9 minutes pour le ^{214}Bi , et $Q_\beta=5,0$ MeV et une période de 3,05 minutes pour le ^{208}Tl .

La figure (Fig. 2.3) montre les différents processus capables de simuler la décroissance $2\beta 0\nu$ à partir de la décroissance β de ces deux isotopes. Ces mécanismes sont au nombre de trois :

- l'émission β suivi d'un électron de conversion interne (Fig. 2.3a),
- l'émission β pouvant créer un deuxième électron par diffusion Möller (Fig. 2.3b),
- la désintégration β accompagnée d'un photon de désexcitation capable, par diffusion Compton ou effet photoélectrique, de créer un deuxième électron (Fig. 2.3c).

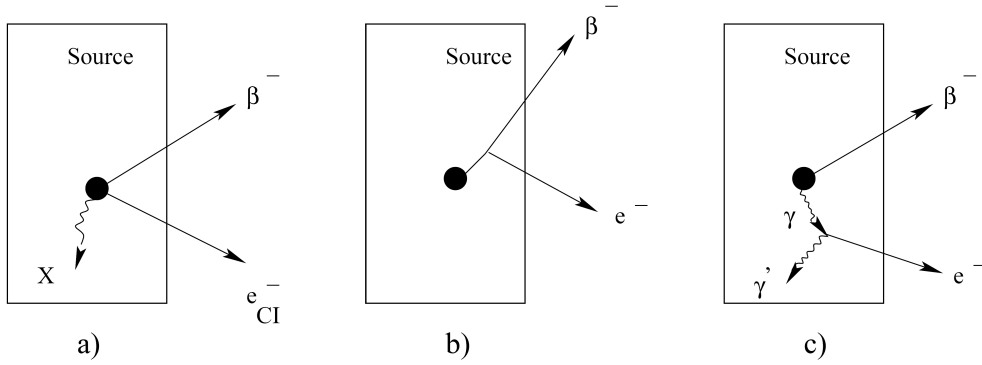


FIG. 2.3 – Mécanismes capables de mimer la décroissance $2\beta 0\nu$ à partir d'une contamination en émetteurs bêta de la source émettrice double bêta : a) rayonnement bêta suivi d'un électron de conversion avec émission d'un rayonnement X ; b) rayonnement bêta et diffusion Möller ; c) cascade bêta- γ , le rayonnement γ produisant un électron par effet Compton.

Notons qu'un rayonnement γ de désexcitation de 2,615 MeV accompagne la désintégration du ^{208}Tl . Ce photon est suffisamment énergétique pour simuler un événement $2\beta 0\nu$ compte tenu de la résolution en énergie du détecteur.

Notons également que pour le ^{214}Bi , la désintégration β donne un noyau de ^{214}Po qui, à son tour, par émission d'une particule α avec une période de 164 μs , produit du ^{210}Pb . Cette émission bêta par le bismuth suivie d'un α retardé émis par le polonium est souvent appelé l'effet *BiPo*. Le détecteur NEMO 3 étant capable de détecter cette particule α grâce à une électronique retardée, permet, par analyse des données, de mesurer la contamination des sources en ^{214}Bi .

Un effort important a été porté sur la purification des sources émettrices double bêta afin de réduire au maximum les contaminations en ^{214}Bi et ^{208}Tl . Le contrôle de la pureté des sources a été réalisé à partir de détecteurs germanium très bas bruit de fond installés au Laboratoire Souterrain de Modane.

	^{238}U						^{232}Th				
U	U-238 4,49 10 ⁹ a		U-234 238 000 a								
Pa	↓	Pa-234 1,18 m	↓								
Th	Th-234 24,1 j		Th-230 75 000 a		α ↓	β ↗	Th-232 13,9 10 ⁹ a		Th-228 1,9 a		
Ac			↓				↓	Ac-228 6,13 h	↓		
Ra			Ra-226 1 622 a				Ra-228 6,7 a		Ra-224 3,64 j		
Fr			↓						↓		
Rn			Rn-222 3,825 j						Rn-220 54,5 s		
At			↓						↓		
Po			Po-218 3,05 m		Po-214 164 μs		Po-210 138,4 j		Po-216 158 ms		Po-212 300 ns
Bi			↓	Bi-214 19,7 m	↓	Bi-210 5 j	↓		↓	Bi-212 60,5 m	↓
Pb			Pb-214 26,8 m	0,021 % ↓	Pb-210 21,4 a	↓	Pb-206 stable		Pb-212 10,6 h	35 % ↓	Pb-208 stable
Tl				Tl-210 1,3 m		Tl-206 4,19 m				Tl-208 3,1 m	

FIG. 2.4 – Chaînes de décroissances radioactives naturelles de l'Uranium 238 et du Thorium 232.

Les chaînes de l' ^{238}U et du ^{232}Th ont chacune parmi leurs descendants un gaz noble, le radon ^{222}Rn pour la chaîne de l' ^{238}U et le ^{220}Rn pour la chaîne du ^{232}Th (aussi appelé thoron). Ces isotopes sont émetteurs α avec pour période 3,824 jours pour le ^{222}Rn et 55,6 secondes pour le ^{220}Rn . De part les propriétés chimiques des gaz rares, ces deux radioéléments peuvent diffuser très facilement et par décroissance α , créer les ions $^{218}\text{Po}^+$ pour le radon et $^{216}\text{Po}^+$ pour le thoron, qui se fixent facilement sur les surfaces du détecteur. Parmi les descendants de ces ions radioactifs, nous trouvons le bismuth 214 et le thallium 208. Une attention particulière sera donc portée sur la possible contamination en radon du détecteur (§2.2.2).

Notons que dans les chaînes radioactives naturelles, les isotopes de ^{234m}Pa , ^{228}Ac , ^{212}Bi , ^{214}Pb et de ^{210}Bi sont également des émetteurs bêta qui ont une énergie de transition trop faible pour contribuer au bruit de fond de la décroissance $2\beta 0\nu$ mais qui peuvent donner des événements de type $2\beta 2\nu$. De même, le ^{40}K décroît par radioactivité β vers le Calcium 40 ou l'Argon 40 par processus de capture électronique avec émission d'un rayonnement γ de 1460 keV. L'énergie de ce photon est trop faible pour créer des événements mimant le processus $2\beta 0\nu$ mais contribue au bruit de fond de la décroissance $2\beta 2\nu$.

Enfin, la troisième chaîne radioactive naturelle, dont le noyau père est l' ^{235}U , peut être négligée du fait de l'absence d'éléments fils dans sa chaîne capables de générer un rayonnement suffisamment énergétique pour imiter un signal $2\beta 0\nu$.

2.2.1.2 La double décroissance β permise : $2\beta 2\nu$

Le signal de la décroissance $2\beta 0\nu$ a pour autre source de bruit de fond d'origine interne la décroissance $2\beta 2\nu$. En effet, l'extrémité du spectre continu de la somme des énergies des deux électrons émis par le processus $2\beta 2\nu$ coïncide avec le spectre discret attendu de la décroissance $2\beta 0\nu$ (Fig. 1.3). Cette source de bruit de fond ne peut évidemment pas être éliminée, il est donc nécessaire, afin d'en minimiser l'importance, de disposer d'une très bonne résolution en énergie pour distinguer les deux processus $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$. Une très bonne connaissance de la période de décroissance $2\beta 2\nu$ permet d'estimer précisément la contribution de cette décroissance en nombre d'événements de bruit de fond. Ce nombre d'événements pourra également être réduit en prenant un émetteur $2\beta 2\nu$ ayant une demi-vie la plus longue possible.

2.2.2 Le bruit de fond externe

Le bruit de fond externe est défini comme l'ensemble des événements, semblables au processus de désintégration $2\beta 0\nu$, générés par des particules extérieures aux sources émettrices double β et interagissant avec celles-ci. Dans le cadre du détecteur NEMO 3, ce sont les photons qui vont créer le bruit de fond externe. En effet, l'interaction du rayonnement γ avec une source double β est susceptible de créer un signal semblable à la décroissance $2\beta 0\nu$ grâce aux processus physiques suivants :

- la création de paires e^+e^- (Fig. 2.5a),
- l'effet Compton ou photoélectrique suivi d'une diffusion Möller (Fig. 2.5b,d),
- deux effets Compton successifs (Fig. 2.5c),
- un effet Compton suivi d'un effet photoélectrique (Fig. 2.5e).

La probabilité de chaque processus dépend fortement de l'énergie du photon incident. A 3 MeV, le processus le plus probable est la création de paire. La création d'un événement électron-électron se fera essentiellement par effet Compton suivi d'une diffusion Möller (dix fois moins probable que la création de paire).

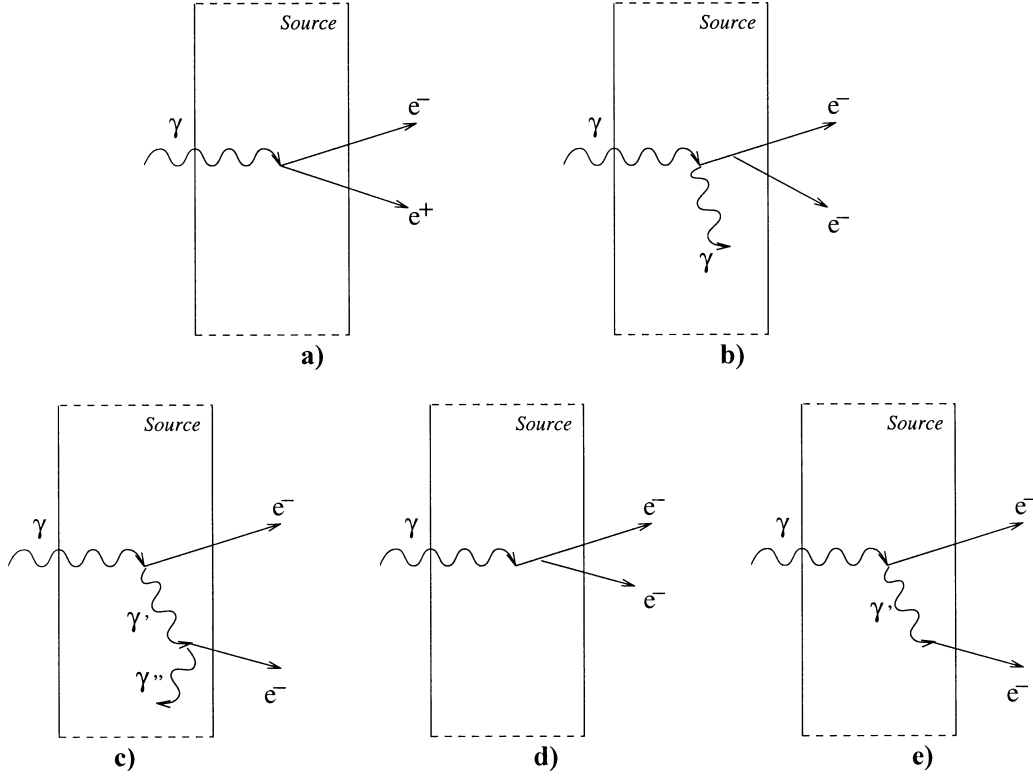


FIG. 2.5 – Mécanismes de création du bruit fond externe dû à l'interaction d'un rayonnement γ avec la source émettrice double β : a) création de paires ; b) effet Compton suivi d'une diffusion Möller ; c) double effet Compton ; d) effet photoélectrique suivi d'une diffusion Möller ; e) effet Compton suivi d'un effet photoélectrique.

Les sources de rayonnements γ responsables du bruit de fond externe sont aux nombres de trois :

– le ^{208}Tl

Nous avons vu dans le paragraphe précédent (§2.2.1.1), que le ^{208}Tl émet un photon de 2615 keV. De par sa présence dans tous les matériaux, une sélection sur la radiopureté de tous les matériaux composant le détecteur NEMO 3 est nécessaire. Un ensemble de détecteurs germanium bas bruit de fond a été développé afin de mesurer et de sélectionner chaque matériau qui compose le détecteur. La contamination en ^{208}Tl du verre des photomultiplicateurs donne la plus grande contribution en rayonnement γ dans le détecteur. L'activité du verre d'un photomultiplicateur de NEMO 3 en ^{208}Tl est d'environ 0,03 Bq/kg, soit une activité inférieure d'un facteur 430 par rapport à un verre normal. De plus, le détecteur doit être également le plus hermétique possible afin de minimiser les infiltrations de radon et de thoron, présent dans l'air ambiant et éviter ainsi les contaminations en ^{214}Bi et ^{208}Tl des matériaux du détecteur.

– les neutrons

La capture radiative de neutrons dans certains matériaux, tels que le fer et le cuivre, est capable de générer des photons d'énergie supérieure ou égale à 3 MeV. Ces photons sont suffisamment énergétiques pour simuler, lorsqu'ils interagissent avec la source, un événement $2\beta 0\nu$ à partir des mécanismes décrits précédemment (Fig. 2.2.2). Les flux de neutrons mesurés dans le LSM [39] sont respectivement de $(1,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-6} \text{ n.s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour les neutrons thermiques (énergie de l'ordre de 0,025 eV) et de $(4,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-6} \text{ n.s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour les neutrons rapides (énergie supérieure à 1 MeV).

– les muons

L'interaction des rayons cosmiques (essentiellement des protons) avec la haute atmosphère produit des muons. Ces muons perdent leur énergie dans la roche ou les matériaux du détecteur par processus radiatifs tels que le Bremsstrahlung et la production de paire e^-/e^+ . Le muon peut également, en se couplant par interaction faible à un proton d'un noyau, créer un neutrino et un neutron d'énergie allant de 6 MeV à quelques dizaines de MeV [49]. Cette contribution est négligeable compte tenu de la réduction très importante du flux du muons cosmiques liée à l'emplacement souterrain du laboratoire (§2.6.1). Au LSM, ce flux est de 4 muons par jour et par mètre carré, soit une réduction d'un facteur 2.10^6 par rapport au flux mesuré au niveau de la mer.

2.3 Les sources enrichies en émetteurs double bêta

2.3.1 Choix des isotopes constituant les sources

Le détecteur NEMO 3 a été conçu pour l'étude simultanée de différents isotopes émetteurs $2\beta 0\nu$. Le choix des différents isotopes de NEMO 3 a été basé sur les critères suivants :

- une énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ élevée pour s'affranchir des bruits de fond dûs à la radioactivité naturelle,
- une abondance isotopique naturelle élevée afin de faciliter l'enrichissement,
- une période de décroissance $2\beta 2\nu$ très longue¹,
- un enrichissement et une purification des sources techniquement réalisables.

Compte tenu des incertitudes sur le calcul des éléments des matrices nucléaires $M_{0\nu}$, les valeurs des éléments de matrices n'interviennent pas dans le choix des isotopes étudiés.

Avec ces critères, cinq noyaux émetteurs $2\beta 0\nu$ se distinguent : ^{116}Cd , ^{82}Se , ^{100}Mo , ^{96}Zr et ^{150}Nd (Tab. 2.1).

Isotope	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Abondance (%)
^{130}Te	2528,8	33,8
^{116}Cd	2804,7	7,5
^{82}Se	2995,2	9,2
^{100}Mo	3034,8	9,6
^{96}Zr	3350,0	2,8
^{150}Nd	3367,1	5,6
^{48}Ca	4272,0	0,19

TAB. 2.1 – Principaux isotopes émetteurs double bêta retenus dans les expériences recherchant la décroissance double bêta.

Pour l'expérience NEMO 3, le choix de l'isotope principal composant les sources double bêta s'est porté sur le ^{100}Mo . Ce choix a été motivé par le fait que le ^{100}Mo est un isotope peu étudié et disponible rapidement en quantité suffisante. De plus, de part son utilisation dans le détecteur NEMO 2, la collaboration disposait déjà d'une bonne connaissance de cet isotope notamment de ses processus d'enrichissement et de purification.

Les sources de NEMO 3 (Fig. 2.6 et Tab. 2.2) sont donc principalement du ^{100}Mo avec 6914 grammes soit 12 secteurs du détecteur. Dans le cas du ^{100}Mo , comme nous allons le voir au paragraphe suivant,

¹La période de décroissance $2\beta 2\nu$ n'est pas corrélée à la période de processus $2\beta 0\nu$

deux processus d'enrichissement et de purification ont été testés. Les sources de ^{100}Mo dans le détecteur se répartissent en deux groupes : le ^{100}Mo composite (2479 g) et le ^{100}Mo métallique (4435 g).

Un peu plus de deux secteurs de NEMO3 est constitué de ^{82}Se totalisant 932 grammes. Le ^{82}Se présente l'avantage, par rapport au ^{100}Mo , de disposer d'une période de décroissance $2\beta 2\nu$ plus grande, ce qui réduit le bruit de fond dû à ce processus pour la recherche du signal de la décroissance $2\beta 0\nu$.

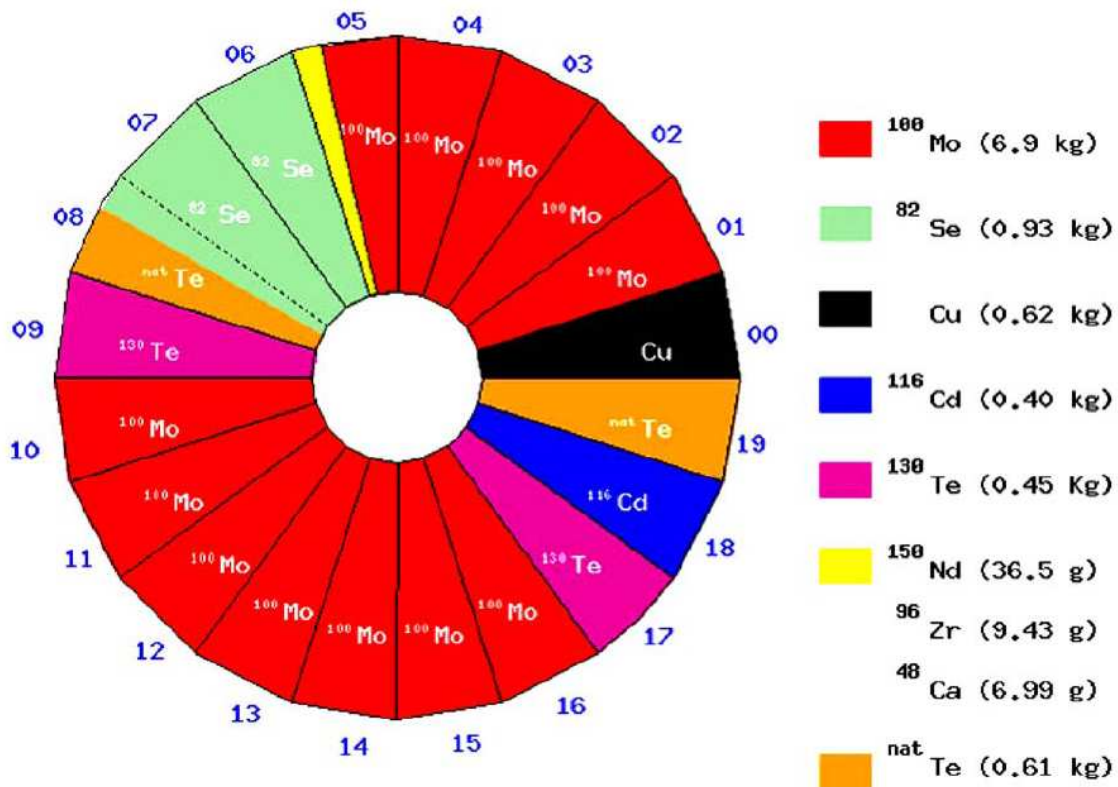


FIG. 2.6 – Distribution des sources émettrices double bêta dans les 20 secteurs du détecteur NEMO3.

Le ^{100}Mo et le ^{82}Se sont utilisés pour la recherche de la décroissance $2\beta 0\nu$ et l'objectif est d'atteindre une sensibilité sur la masse effective du neutrino proche de 0,1 eV.

Un autre groupe d'isotopes émetteurs double bêta présents en plus faible quantité est utilisé pour étudier la décroissance $2\beta 0\nu$ et surtout mesurer la décroissance $2\beta 2\nu$. Cet ensemble est composé de 454 g de ^{130}Te (2 secteurs), 405 g de ^{116}Cd (1 secteur), 37 g de ^{150}Nd , 9g de ^{96}Zr et 7 g de ^{48}Ca .

Source	Masse	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Utilisation
^{100}Mo	6,9 kg	3043 ± 6	$2\beta 2\nu, 2\beta 0\nu, 2\beta M^0$
^{82}Se	0,93 kg	2995 ± 6	$2\beta 2\nu, 2\beta 0\nu, 2\beta M^0$
^{116}Cd	0,40 kg	2802 ± 4	$2\beta 2\nu$
^{96}Zr	9,43 g	3350 ± 3	$2\beta 2\nu$
^{150}Nd	36,5 g	3667 ± 2	$2\beta 2\nu$
^{48}Ca	6,99 g	4271 ± 4	$2\beta 2\nu$
^{130}Te	0,45 kg	2533 ± 4	$2\beta 2\nu$
Cuivre	0,62 kg		bruit de fond externe
$^{nat}\text{TeO}_2$	0,61 kg		bruit de fond externe

TAB. 2.2 – Les sources du détecteur NEMO 3.

Les sources des trois secteurs restants sont formées de cuivre et d'oxyde de tellure naturel ($^{nat}\text{TeO}_2$). Le cuivre (621 g) occupe un secteur entier et le $^{nat}\text{TeO}_2$ (620 g) est réparti sur un peu moins de deux secteurs.

La source de cuivre est exempte de bruit de fond d'origine interne et sert ainsi à l'étude du bruit fond externe du détecteur aux environs de 3 MeV. Le $^{nat}\text{TeO}_2$ dispose d'une énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ basse de 2533 keV, ce qui permet d'étudier le bruit de fond autour de 3 MeV d'autant plus que le Z effectif du $^{nat}\text{TeO}_2$ est très proche de celui du ^{100}Mo . La section efficace d'interaction d'un photon avec la matière étant proportionnelle à Z^2 , le nombre d'événements de bruit de fond externe dans les sources de ^{100}Mo peut être estimé à partir de celui obtenu au niveau de la source $^{nat}\text{TeO}_2$.

2.3.2 Fabrication des sources

La fabrication des sources utilisées dans le détecteur NEMO 3 comporte 3 étapes : l'enrichissement, la purification et la mise en forme des feuilles sources.

2.3.2.1 Enrichissement

Le processus d'enrichissement a été réalisé en Russie sous le contrôle de l'Institut de Physique Théorique et Expérimentale (ITEP) de Moscou. Dans un échantillon de molybdène naturel, l'abondance isotopique du ^{100}Mo est seulement de 9,6%. Les sources de ^{100}Mo de NEMO 3 sont enrichies à plus de 95% en utilisant la méthode suivante :

- le molybdène naturel est mis sous forme gazeuse (MoF_6) sous l'action du fluor,
- ce gaz passe ensuite dans une série de centrifugeuses afin d'isoler les isotopes les plus lourds tel que le ^{100}Mo ,
- enfin le gaz $^{100}\text{MoF}_6$ subit une réaction chimique d'oxydation réduction.

On obtient ainsi une poudre métallique de ^{100}Mo enrichi.

Le ^{130}Te est enrichi selon le même principe. Quand au ^{82}Se , il est également mis sous forme gazeuse ($^{82}\text{SeF}_6$) suivant le principe précédent mais est séparé du fluor en faisant subir au gaz des décharges électriques. Les autres isotopes utilisés dans NEMO sont enrichis par centrifugation ou séparation électromagnétique.

L'action du fluor et la centrifugation permettent également de purifier la source par extraction du ^{232}Th mais avec un taux de pureté inférieure à celui requis par NEMO 3. La production des sources nécessite donc une étape de purification.

2.3.2.2 Purification des sources

Le but de la purification est l'élimination d'éléments présents dans la source et susceptibles de générer du bruit fond, c'est-à-dire dans notre cas, les isotopes des chaînes de radioactivité naturelle (§2.2.1.1). Le niveau maximum de contamination [36], déterminé par simulation, pour rendre négligeable la contribution en bruit de fond de ces pollutions par rapport à celui généré par la décroissance $2\beta 2\nu$, est pour le ^{100}Mo de :

$$\begin{aligned} A_{(^{100}\text{Mo})}(^{214}\text{Bi}) &< 0,3 \text{ mBq/kg} \\ A_{(^{100}\text{Mo})}(^{208}\text{Tl}) &< 0,02 \text{ mBq/kg} \end{aligned}$$

Avec ce niveau de contamination, le bruit de fond au dessus de 2,8 MeV, dû aux ^{214}Bi et ^{208}Tl , est inférieur à 0,04 événement par an et par kilogramme de ^{100}Mo enrichi.

Pour le ^{82}Se , avec une masse totale de 1 kg et une période $T_{1/2}^{2\nu}$ dix fois plus longue que celle du ^{100}Mo , le taux de contamination doit être inférieur à :

$$\begin{aligned} A_{(^{82}\text{Se})}(^{214}\text{Bi}) &< 0,7 \text{ mBq/kg} \\ A_{(^{82}\text{Se})}(^{208}\text{Tl}) &< 0,05 \text{ mBq/kg} \end{aligned}$$

Pour atteindre ces limites, deux processus de purification en parallèle ont été utilisés, l'un physique et l'autre chimique. Nous prendrons l'exemple du molybdène pour décrire ces processus.

Purification du ^{100}Mo par méthode physique

Le processus de purification physique, développé par l'ITEP, consiste à transformer la poudre enrichie en un monocristal très pur. Pour cela, un faisceau d'électrons balaye la poudre de molybdène compressée² et la fait fondre localement. Celui-ci se transforme progressivement en monocristal dont les impuretés, plus solubles dans la zone en fusion, migrent grâce à un champ électrique vers les bords de ce cristal. Il suffit ensuite de couper les extrémités du cristal et de renouveler plusieurs fois le processus pour augmenter la pureté de l'échantillon.

Purification du ^{100}Mo par méthode chimique

Cette méthode de purification a été réalisée par l'Idaho National Laboratory (INL) aux Etats-Unis. La poudre de ^{100}Mo enrichie est mélangée à du sel de baryum ($\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$). Par la suite, de l'eau ultra pure et de l'acide nitrique (HNO_3) sont ajoutés au mélange. Une fois la poudre de molybdène complètement dissoute, la solution est chauffée et le molybdène précipite pour former du MoO_3 . Grâce au sel de baryum, le molybdène s'associe à l'oxygène et non au radium (un élément des chaînes radioactives naturelles). En effet, le baryum est chimiquement très réactif avec le radium. Une fois la solution refroidie, elle est filtrée pour séparer le MoO_3 des impuretés encore dissoutes dans la solution. Le précipité est lavé à l'eau ultra-pure puis séché. Pour cela, le précipité, placé dans un four dans lequel circule de l'hélium, est porté à une température de 200°C . Enfin, le MoO_3 est réduit en le chauffant progressivement en présence d' H_2 jusqu'à 850°C . Au bout de 5 heures à 850°C , il reste une poudre pure de molybdène métallique.

Le tableau 2.3 donne l'activité en mBq/kg des différentes contaminations radioactives d'un échantillon de Molybdène naturel avant et après purification. L'activité en ^{214}Bi et ^{208}Tl après purification est réduit d'un facteur 30 à 100. L'activité en ^{40}K , est quant à elle, réduite d'un facteur 80. Ces mesures ont été réalisées avec un détecteur germanium bas bruits de fond.

²La masse de chaque échantillon est de 1 kg

Isotope	Activité (en mBq/kg)	
	Avant purification	Après purification
^{40}K	310 ± 50	$< 3,9$
^{214}Bi	35 ± 5	$< 0,9$
^{208}Tl	28 ± 2	$< 0,3$

TAB. 2.3 – Radiopureté d'un échantillon de molybdène naturel avant et après purification chimique mesurée par un détecteur germanium.

2.3.2.3 Mise en forme des sources

Les sources du détecteur NEMO3 sont placées au centre de chaque secteur sous la forme de feuilles divisées en sept bandes verticales indépendantes. Ces bandes ont une taille moyenne de 2480 mm de long et 63 ou 65 mm de large suivant leur positionnement.

L'épaisseur des feuilles source est choisie afin d'optimiser l'efficacité de détection du processus $2\beta 0\nu$. Ce choix est limité par la résolution en énergie du calorimètre. En effet, la paire d'électrons émis doit pouvoir sortir de la source avec une perte d'énergie inférieure ou équivalente à la résolution du calorimètre. Ceci limite ainsi la densité surfacique des sources à 60 mg.cm^{-2} . Toutes les feuilles source ont donc une densité surfacique comprise en 30 et 60 mg.cm^{-2} soit une épaisseur inférieure à $60 \mu\text{m}$ pour les sources sous forme de feuilles métalliques et inférieure à $300 \mu\text{m}$ pour celles dites composites formées d'une poudre d'isotopes double bêta collée entre deux fines feuilles de Mylar.

Mise en forme des feuilles sources métalliques

Ces feuilles sources sont réalisées à partir des échantillons d'isotopes préalablement purifiés par la méthode physique (§2.3.2.2). Leur mise en forme est obtenue par des actions répétées de chauffage et de laminage ³ sous vide.

Mise en forme des feuilles sources composites

Les sources composites sont produites à l'ITEP à partir de la poudre d'isotopes obtenue par purification chimique. Cette poudre de molybdène métallique est moulue afin d'obtenir des grains de diamètre inférieur à $45 \mu\text{m}$. Elle est ensuite mélangée à de la colle PVA (polyvinyle alcool) et de l'eau. Ce mélange, chauffé, forme une pâte qui est ensuite étalée afin d'obtenir l'épaisseur souhaitée sur une bande ultra pure de mylar. Une seconde bande de mylar isole entièrement la pâte de molybdène. L'ensemble est séché pendant 10 heures puis mis en forme pour être installé au centre d'un ou plusieurs secteurs. Pour disposer d'un collage efficace, la surface du mylar est parsemée de trous de diamètre de $0,3 \mu\text{m}$. Ces trous sont créés par irradiation du mylar par un faisceau d'ions ^{84}Kr suivi de bains de soude et d'acide éthanoïque. Les opérations de collage sont réalisées au LSM dans une salle propre afin de minimiser les pollutions des sources.

³Compression continue au passage entre deux cylindres tournant dans des sens opposés

2.4 Le détecteur de traces

Le détecteur de traces de NEMO 3 comporte 6180 cellules de dérive orientées parallèlement au plan des sources et fonctionnant en régime Geiger. Son rôle est de détecter les particules chargées et de permettre la reconstruction de leurs trajectoires. Chaque secteur de NEMO 3 est composé de 9 rangées de cellules de part et d'autre de la source émettrice double bêta (Fig. 2.7). Quatre rangées sont proches de la source afin de localiser avec précision la position du vertex d'émission des électrons depuis la source. Les trois rangées à proximité des scintillateurs permettent de déterminer le point d'impact de la particule sur le scintillateur. Les deux rangées du milieu sont placées entre deux couronnes de scintillateurs des pétales haut et bas. Le positionnement de ces deux rangées sert à obtenir une bonne reconstruction de la courbure de la trajectoire due à la présence du champ magnétique.

Les cellules de dérive sont répertoriées au moyen d'un ensemble de quatre chiffres noté : *isecg / iog / iabcg / ncellg*. La valeur du premier chiffre (*isecg*) correspond au numéro du secteur auquel appartient la cellule. Le second paramètre (*iog*) indique si la cellule est placée entre le mur interne du calorimètre et la source ou entre le mur externe du calorimètre et la source. Le chiffre suivant (*iabcg*) donne la rangée à laquelle appartient la cellule et le dernier chiffre (*ncellg*) indique le numéro de la cellule dans la rangée.

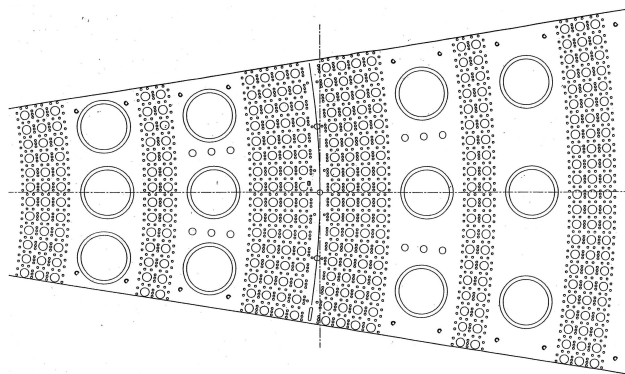


FIG. 2.7 – Schéma d'un pétale d'un des secteurs de NEMO 3 (vue du dessus). De part et d'autre de la source émettrice double bêta (au centre du schéma), les cellules Geiger de la chambre à fils sont réparties suivant la configuration 4 – 2 – 3.

2.4.1 Les cellules de dérive

Chaque cellule de dérive du détecteur NEMO 3 (Fig. 2.8) mesure 2,7 mètres de long pour un diamètre de 3 cm. Elles sont toutes constituées d'un fil anodique central, porté à une tension de 1800 Volts, entouré de 8 ou 9 fils (suivant la position de la cellule dans le détecteur) reliés à la masse. Ces fils forment un écran électrostatique protégeant les cellules voisines des perturbations électrostatiques créées par le potentiel appliqué à l'anode. Tous les fils sont en acier inoxydable et ont un diamètre de 50 μm . Enfin, deux anneaux cathodiques en cuivre, de 3 cm de long, sont placés aux deux extrémités de la cellule. Leur rôle est la détection de l'arrivée du plasma Geiger qui se propage le long de l'anode lorsque la cellule est traversée par une particule chargée (§2.4.2). En plaçant les cellules dans un mélange gazeux contenant 95% d'hélium, 4% d'alcool, 1% d'argon et 0,1% d'eau et en portant l'anode à une tension de 1800 Volts, les cellules fonctionnent en régime Geiger. Dans de telles conditions, les cellules de dérives permettent de détecter le passage des particules chargées. Le gaz est maintenu à une pression légèrement supérieure à celle du Laboratoire.

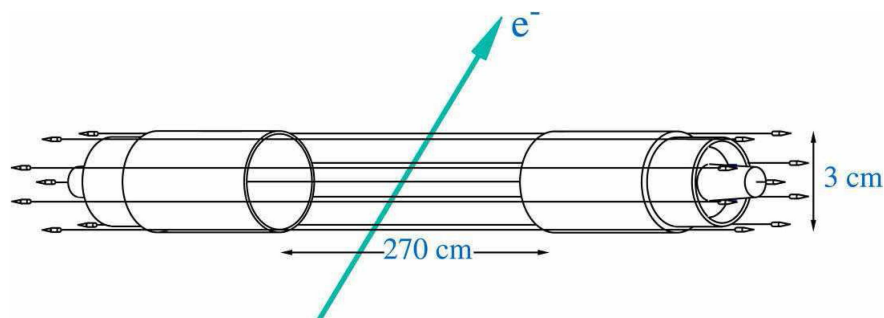


FIG. 2.8 – Schéma d'une cellule de dérive.

Comme nous allons le voir dans la paragraphe suivant, la composition du gaz est le résultat d'un compromis entre la perte d'énergie des électrons dans ce gaz et le bon fonctionnement des cellules Geiger.

Le gaz est renouvelé continuellement avec un débit d'environ 500 litres par heure (renouvellement de la totalité du gaz du détecteur en deux jours).

2.4.2 Principe de fonctionnement

Quand une particule chargée traverse le gaz de la chambre à fils, elle excite ou ionise le gaz par collisions élastiques avec les électrons du milieu. Elle crée ainsi en moyenne 6 paires électrons-ions par centimètre parcouru. Dans l'hélium, les électrons situés les plus loin du fil anodique se dirigent vers l'anode à une vitesse de $1\text{ cm}/\mu\text{s}$, grâce au champ électromagnétique régnant entre l'anode et les fils de masse. Au voisinage du fil anodique, la vitesse des électrons s'accroît lentement. Au fur et à mesure, les électrons acquièrent une énergie suffisante pour ioniser à leur tour les atomes du gaz. Ces électrons primaires créent des électrons qui eux-même donnent naissance à de nouveaux électrons, c'est le phénomène d'avalanche électronique. Cette avalanche produit un plasma d'ions He^+ et d'électrons.

En régime Geiger, des photons UV, émis par désexcitation des ions et des atomes excités à l'intérieur du plasma, ionisent le gaz aux environs de l'anode et libèrent des électrons. Ces électrons engendrent de nouvelles avalanches dites secondaires. Grâce à ce mécanisme, le plasma, appelé plasma Geiger, se propage à une vitesse de $5\text{ cm}/\mu\text{s}$ le long de l'anode en direction des deux cathodes de cuivre situées aux extrémités.

Ce rayonnement UV est également capable de diffuser en dehors de la cellule dans laquelle il a été généré et d'entraîner le déclenchement d'une cellule voisine.

Pour éviter ces redéclenchements et confiner les avalanches dans une région localisée, le gaz d'hélium contient un quencher, l'éthanol. Le rôle du quencher est primordial pour le bon fonctionnement de la chambre à fils. L'éthanol a trois fonctions :

- c'est une molécule organique ayant une très forte capacité d'absorption de photons. Le libre parcours moyen des photons diminue donc lorsque la concentration en éthanol dans le gaz augmente car il peuple ses niveaux d'énergie de vibration et de rotation en absorbant une partie de ces photons.
- Le quencher neutralise les ions He^+ capables d'arracher de nouveaux électrons à la surface des fils des cathodes vers lesquels ils se dirigent.
- Ce sont les ions d'alcool qui migrent vers les fils de champ et qui donnent lieu au courant Geiger.

L'argon (1%) et l'eau (1‰), présents en très faible quantité, permettent de stabiliser le fonctionnement du détecteur de traces et servent de quencher pour les électrons qui évitent ainsi de retourner vers les fils de champ. Le plasma d'ions positifs et d'électrons entourant l'anode crée une charge d'espace

qui stoppe les avalanches et rend la cellule inopérante pendant un temps d'environ 1 ms, temps nécessaire pour que tous les ions aient migrés vers les fils de masse.

Des impuretés, telles que l'oxygène, sont capables de piéger les électrons primaires et d'empêcher le déclenchement de la cellule. Le gaz, dans lequel baignent les cellules Geiger de la chambre à fils, a donc besoin d'être continuellement renouvelé afin d'éliminer les impuretés. Ce renouvellement permet également de purifier le gaz du radon et du thoron susceptibles de contaminer le détecteur.

2.4.3 Détermination des positions transversales et longitudinales des électrons

Chaque cellule fonctionnant en régime Geiger fournit trois signaux : le signal de l'anode et deux signaux provenant des cathodes placées aux extrémités de la cellule.

Le signal anodique est mesuré au niveau de l'extrémité inférieure du fil anodique et comporte quatre phases comme le montre la figure (Fig. 2.9).

1. Un front de montée rapide de 10 ns et d'amplitude 10 mV correspond au début du signal. Ce front de montée correspond à l'arrivée de l'avalanche primaire sur le fil anodique.
2. La seconde phase du signal est générée par la propagation du plasma Geiger le long de l'anode. Le plasma se dirige, de part et d'autre du point de création, vers les deux extrémités du fil.
3. L'arrivée du plasma Geiger sur une des cathodes se traduit par un pic dit cathodique et une intensité du signal réduite d'un facteur deux. L'origine du pic cathodique est une augmentation locale du gradient de champ électrique due à la différence de diamètre entre les anneaux cathodiques et la cellule.
4. La dernière phase correspond à l'arrivée du plasma sur la seconde cathode avec également un pic cathodique. L'amplitude du signal redevient ensuite nulle.

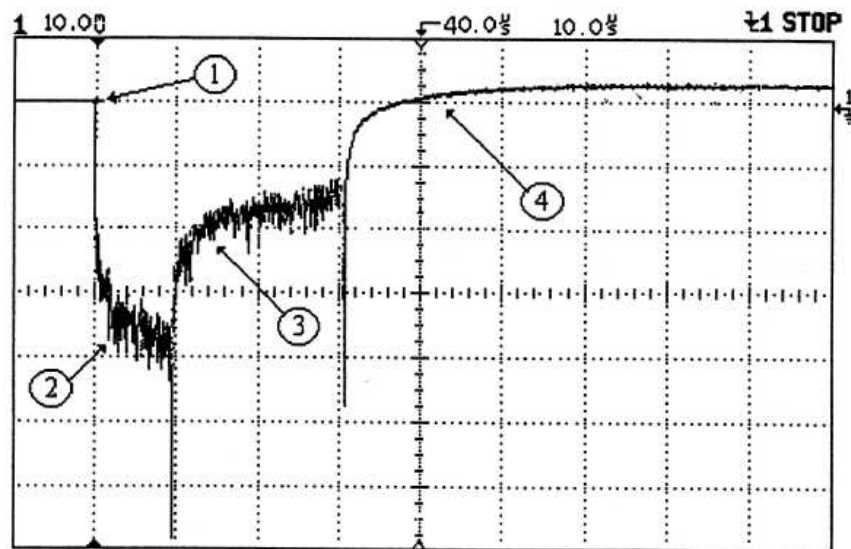


FIG. 2.9 – Signal anodique d'une cellule fonctionnant en régime Geiger après le passage d'une particule.

Les deux signaux cathodiques sont les signaux capacitifs positifs récupérés directement depuis l'anneau cathodique en cuivre. Ces signaux ont un front de montée d'environ 100 ns. Ils marquent le temps d'arrivée du plasma Geiger aux deux extrémités de la cellule.

A partir de ces trois signaux analogiques, pour chaque cellule, on obtient quatre temps associés à 4 TDC

- un TDC anodique, noté t_a ,
- deux TDC cathodiques, t_{HC} et t_{LC} . Le temps t_{HC} correspond au TDC mesuré sur la cathode haute et t_{LC} à celui enregistré sur la cathode basse,
- un TDC pour la détection des particules retardées (voir 2.7.2), t_α .

Le temps anodique t_a , donné par une cellule Geiger, est lié à la distance transverse r_\perp de dérive parcourue par les électrons de l'ionisation primaire. La position transverse appartient donc à un cercle centré sur l'anode de la cellule et de rayon r_\perp . La figure (2.10) donne la relation entre la distance transverse r_\perp et le temps anodique t_a . Cette relation a été déterminée à partir des données réelles du détecteur NEMO 3, sur des événements comportant des électrons de haute énergie (supérieure à 4,5 MeV) traversants le détecteur [43] [44]. En effet, à haute énergie, les électrons subissent moins de diffusions multiples en traversant la chambre à fils, la reconstruction de leur trace est donc moins dégradée. Au-delà d'une énergie déposée de 3 MeV dans un scintillateur, les diffusions multiples deviennent négligeables et on peut supposer que la trace reconstruite est proche de la trajectoire réelle de l'électron. La relation entre la distance transversale et le temps anodique mesuré (Fig.2.10) se déduit alors de l'ajustement de la distribution de la valeur moyenne de r_\perp pour un intervalle de temps donné du temps anodique.

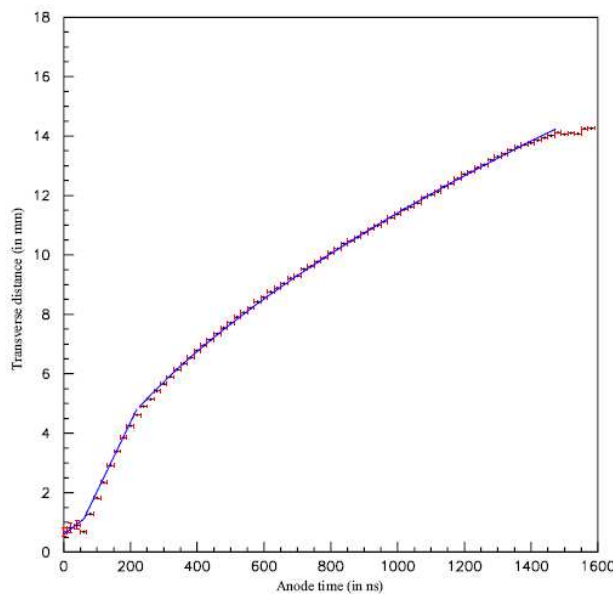


FIG. 2.10 – Distribution de la distance transverse r_\perp en millimètres en fonction du temps anodique en nanosecondes [44].

Comme le montre la figure (2.10), à proximité de l'anode (entre 1 et 4,5 mm), la vitesse de dérive est constante et égale à la vitesse de saturation caractéristique du gaz remplissant la chambre à fils, c'est-à-dire $2,3 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Ce phénomène de saturation est dû à la forte intensité du champ électrostatique créé par la tension appliquée à l'anode. En s'éloignant de l'anode, la vitesse de dérive devient proportionnelle au champ électrostatique, ainsi pour $220 < t_a < 1480$ nanosecondes, r_\perp est proportionnel à $\sqrt{t_a}$.

La position longitudinale z de la particule est donnée par les deux TDC cathodiques, t_{HC} et t_{LC} .

En prenant pour origine la mi-hauteur du fil anodique, la position z en millimètre est donnée par la relation [43] :

$$z = \frac{L_{eff}}{2} \frac{t_{HC} - t_{LC}}{t_{LC} + t_{HC}} \left[1 - 0,505 \cdot 10^{-4} \frac{L_{eff}}{2} \left(1 - \left| \frac{t_{HC} - t_{LC}}{t_{LC} + t_{HC}} \right| \right) \right] \quad (2.1)$$

$L_{eff} = 2607 \text{ mm}$ est la longueur efficace de l'anode. Elle est inférieure à la longueur physique du fil (2700 mm) pour deux raisons. D'une part, parce que les deux anneaux cathodiques recouvrent chacun 30 mm de la cellule. D'autre part, le signal cathodique étant un signal capacitif, il apparaît quelques centimètres avant que le plasma Geiger ne rentre effectivement dans l'anneau cathodique. La longueur efficace dépend de la haute tension appliquée sur l'anode et de la composition du gaz de la chambre à fils.

Dans l'expression (2.1), le terme du premier ordre correspond à une vitesse constante de propagation du plasma. Dans ce cas, la position longitudinale est donc donnée par le rapport entre le temps cathodique le plus court et la vitesse de propagation du plasma. En réalité, cette vitesse n'est pas constante mais diminue au cours de la propagation plasma, car la propagation du plasma entraîne une baisse de tension de l'anode. Le terme du second ordre dans la formule (2.1) permet de tenir compte de ce phénomène. La résolution sur la position longitudinale est de 0,8 cm [36] et de 0,5 mm sur la position transversale.

2.5 Le calorimètre

Le calorimètre permet la mesure de l'énergie des particules mais également la détermination de leur temps de vol. Pour cela, il comporte 1940 compteurs comprenant un scintillateur plastique et un guide de lumière associés à un photomultiplicateur (PM) (Fig. 2.11). Ces compteurs couvrent totalement les surfaces cylindriques parallèles à la feuille source émettrice double β (mur interne et mur externe). Ils recouvrent également, en partie, le dessus et le dessous du détecteur (pétales haut et bas).

Pour chaque secteur, le mur interne comporte deux rangées verticales de 17 scintillateurs associés à des photomultiplicateurs (PM) ayant une photocathode d'un diamètre de 3 pouces. Les dimensions de ces 34 scintillateurs sont d'environ $15 \times 15 \times 10 \text{ cm}^3$. Le mur externe de chaque secteur est composé de 39 scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs de diamètre 5 pouces. Ils sont répartis en trois rangées verticales de 13 scintillateurs de taille d'environ $20 \times 20 \times 10 \text{ cm}^3$. Les deux pétales ont chacun 12 compteurs disposés en quatre rangées (deux rangées réparties de part et d'autre de la source émettrice double β). Ces scintillateurs ont une géométrie légèrement différente suivant leur position. Trois des quatre rangées sont formées de compteurs de dimensions proches de ceux du mur interne constitué de photomultiplicateurs 3 pouces. La dernière rangée, proche du mur externe, est constituée de blocs de géométrie semblable à ceux du mur externe avec des photomultiplicateurs 5 pouces.

De manière analogue aux cellules de dérive du détecteur de trace, les compteurs du calorimètre sont repérés au moyen d'un ensemble de quatre chiffres noté : isecs / iobts / ifcls / iblks. Le premier chiffre (isecs) indique le numéro du secteur auquel appartient le compteur. Le second précise si le PM est situé sur le mur externe (iobts=1), interne (iobts=0), sur le pétale bas (iobts=2) ou haut (iobts=3) du calorimètre. Le troisième chiffre (ifcls) indique le numéro de la colonne du mur ou pétale considéré. Enfin, le quatrième chiffre (iblks) donne le numéro du bloc dans la colonne. Ainsi, par exemple, le PM 12/1/2/0 correspond au PM situé sur le mur externe (iobts=1) du secteur 12 dans la deuxième colonne (ifcls=2) en bas du détecteur (iblks=0).

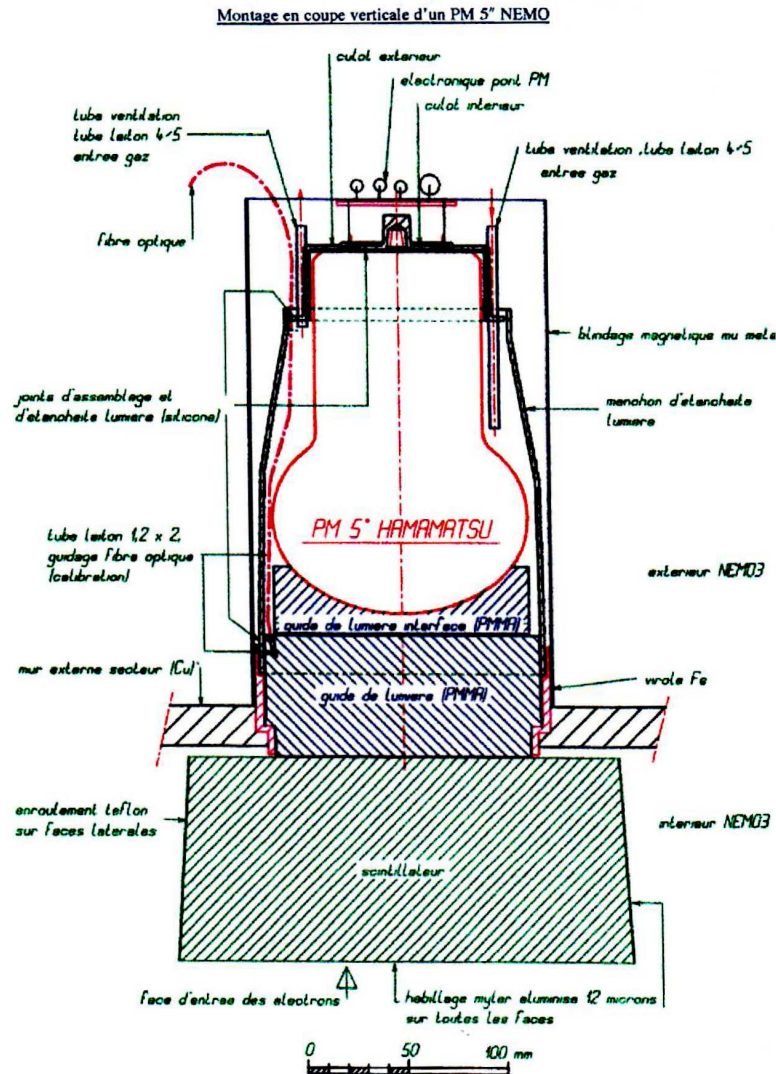


FIG. 2.11 – Schéma d'un compteur 5 pouces du détecteur NEMO 3.

2.5.1 Les scintillateurs

Le calorimètre de NEMO 3 comporte sept différentes tailles de blocs de scintillateurs plastiques de 10 cm d'épaisseur. Cette épaisseur a été choisie afin d'obtenir une efficacité suffisante pour détecter les rayonnements γ (50% à 500 keV), issus des diverses sources de bruits de fond, tout en tenant compte de la résolution en énergie pour la mesure de l'énergie des électrons.

2.5.1.1 La scintillation

Les scintillateurs plastiques sont obtenus à partir d'un soluté de composés scintillants dans un polymère solide. Ils font partie de la famille des scintillateurs organiques [45], à base de composés aromatiques. Ces molécules ont au moins un cycle d'atomes de carbone du type du benzène (cycle hexagonal avec trois doubles liaisons alternées avec trois liaisons simples). Ce cycle a la propriété de posséder des électrons délocalisés qui occupent les orbitales π .

Lors de l'excitation de ces molécules, les électrons se retrouvent vers un état excité S^{**} . Au bout d'une très courte durée (≤ 10 ps) les électrons se dés excitent soit vers l'état fondamental S_0 , soit vers l'état S^* sans émission de photon, c'est le processus de *dégradation interne*. Cette différence d'énergie est dissipée sous forme de chaleur ou de transfert d'énergie vers d'autres molécules fluorescentes. Ensuite, en quelques nanosecondes, les électrons retrouvent l'état fondamental S_0 par émission d'un photon. Ce photon est un photon de fluorescence. La perte d'énergie due à la dégradation interne, entraîne l'émission d'un photon d'énergie inférieure à celui absorbé. La longueur d'onde se trouve ainsi augmentée.

La mesure de l'énergie d'un électron traversant un scintillateur utilise le phénomène physique de la fluorescence. Le nombre de molécules excitées dans le milieu scintillant est proportionnel à l'énergie de l'électron entrant. Le scintillateur transforme l'énergie en lumière mesurable.

La composition chimique des scintillateurs est ajustée de manière à faciliter et d'optimiser la collection de ces rayonnements de fluorescence. Lorsqu'une particule entre dans un bloc de scintillateur uniquement composé d'un polymère à base de composés aromatiques, elle excite ce solvant qui retourne à son état fondamental par émission d'un photon de fluorescence. Toutefois, ces molécules ont plutôt tendance à émettre leur surplus d'énergie par dissipation thermique. L'adjonction d'un soluté fluorescent, dissout en faible quantité, *recupère* le surplus d'énergie avant qu'il ne soit perdu par dissipation thermique.

Un second soluté fluorescent est nécessaire pour augmenter la longueur d'onde des photons afin d'approcher au plus près de la fenêtre de sensibilité optimale de la photocathode des photomultiplicateurs. Le faible numéro atomique des composants organiques réduit la rétrodiffusion des électrons à quelques pourcents mais également l'efficacité de détection de l'énergie des photons ⁴. Les scintillateurs plastiques ont un temps de réponse rapide de l'ordre de quelques nanosecondes. Cette propriété est importante pour la mesure du temps de vol d'une particule et l'envoi d'un signal de présélection d'événements au niveau du système d'acquisition. Les propriétés des scintillateurs plastiques ont conduit la collaboration NEMO à choisir ce type de scintillateur pour le calorimètre de NEMO 3.

2.5.1.2 Caractéristiques des scintillateurs de NEMO 3

Les 1460 scintillateurs qui composent les murs interne et externe de NEMO 3 ont été réalisés au Joint Institute for Nuclear Research (JINR) à Dubna tandis que les 480 restants, placés sur les pétales, ont été produits sous la direction de l'INR de Kiev-Kharkov.

Le solvant utilisé est le polystyrène. Il permet d'obtenir un faible pourcentage d'électrons rétrodiffusés grâce à son nombre atomique moyen par atome de 3,7. Le soluté servant de scintillateur est le p-Terphenyl (PTP) et celui ayant pour rôle de modifier la longueur d'onde est le 1.4-di-(5-phenyl-2-oxazoly)benzène (POPOP). Après diverses études sur la procédure de fabrication du polystyrène et sur la concentration du PTP et du POPOP, les proportions retenues sont respectivement de 98,75%, 1,2% et 0,05% pour les scintillateurs des pétales et de 98,49%, 1,5% et 0,01% pour les scintillateurs composants les murs du calorimètre. Une sélection des scintillateurs présentant les meilleures performances a pu être réalisée afin de ne retenir qu'un ensemble des scintillateurs présentant une résolution moyenne en énergie $\sigma(E)/E$ de 5,1% à 1 MeV pour le mur interne et 5,5% pour le mur externe.

Les photons générés par le scintillateur ont une longueur d'onde moyenne de 420 nm. A cette longueur d'onde, le facteur de transmission de la lumière dans les scintillateurs est supérieur à 70% (Fig. 2.12). Toutes les faces des scintillateurs, sauf celles en contact avec le guide de lumière, sont couvertes de deux couches de 6 μ m de Mylar aluminisé (300 Angströms d'aluminium). Cet habillage permet d'améliorer la réflexion des photons à l'intérieur du scintillateur et protège les scintillateurs d'éventuels photons

⁴La probabilité d'interaction d'un photon avec la matière est proportionnelle au carré du numéro atomique

créés lors de la propagation du plasma Geiger dans la chambre à fils. Pour augmenter la réflexion et ainsi l'efficacité de collection de la lumière de scintillation, en dessous du Mylar, cinq couches de Teflon blanc de $70\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sont enroulées sur les faces latérales du bloc de scintillateur.

Notons également qu'un contrôle de la radioactivité en ^{214}Bi et en ^{208}Tl des blocs de scintillateur (effectué avec des détecteurs germanium bas bruits de fond) a donné une limite sur les activités pour l'ensemble des scintillateurs du calorimètre de 700 mBq en ^{214}Bi et de 300 mBq en ^{208}Tl soit, respectivement 430 et 60 fois inférieures à celle mesurées dans les photomultiplicateurs utilisés (Tab. 2.4).

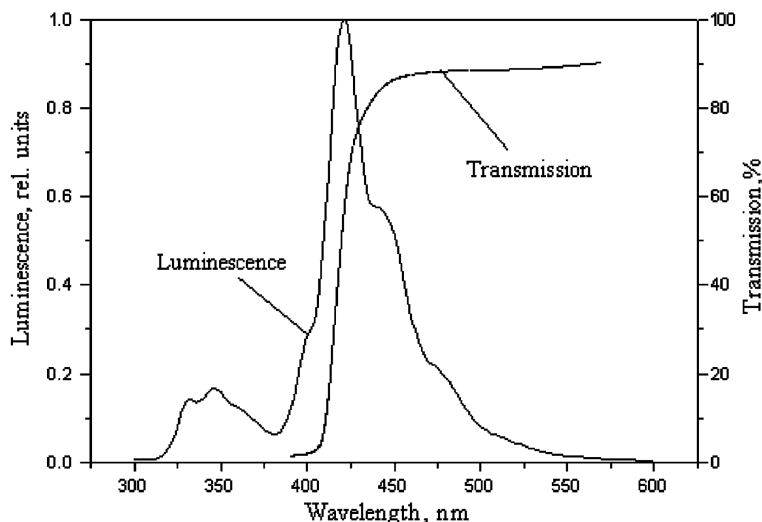


FIG. 2.12 – Spectre en longueur d'onde et facteur de transmission de la lumière produite par un scintillateur plastique ayant la même composition chimique qu'un scintillateur de NEMO 3.

2.5.2 Les photomultiplicateurs

Le rôle des photomultiplicateurs (Fig. 2.13) est de convertir la lumière produite par le scintillateur en signal électrique mesurable.

2.5.2.1 Principe

Un tube photomultiplicateur [46] utilise l'effet photoélectrique et l'émission d'électrons secondaires pour obtenir un signal électrique.

Un PM comporte une surface sensible, appelée la photocathode. Elle convertit les photons incidents en électrons par effet photoélectrique. Elle est composée d'une fine couche de matériau semiconducteur photosensible. Ce film est placé juste après la fenêtre du photomultiplicateur formée de verre ou de quartz. La photocathode est caractérisée par son efficacité quantique $\eta(\lambda)$ définie par la relation (2.2) :

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{nombre de photoélectrons créés}}{\text{nombre de photons incidents } (\lambda)} \quad (2.2)$$

Cette efficacité dépend de la longueur d'onde λ des photons incidents et sa valeur maximale n'est atteinte que dans une région restreinte de longueurs d'onde (Fig. 2.14). La lumière émise d'un scintillateur doit être la plus proche possible de cette fenêtre de longueur d'onde et le PM doit donc être choisi en fonction de sa sensibilité spectrale.

Les électrons émis par la photocathode subissent le champ électrique de l'électrode de focalisation qui modifie leurs trajectoires pour qu'ils se focalisent sur la première dynode du système de multiplication des électrons. Une seconde électrode, placée devant cette dynode, accélère les électrons.

Les électrons se retrouvent ainsi dans la partie du PM correspondant au multiplicateur d'électrons. Celui-ci est composé d'une succession de dynodes soumis à un champ électrique. Les dynodes sont constituées de couches minces de semiconducteurs (ou d'isolants) et ont la particularité de produire des électrons de basse énergie à partir d'un électron incident grâce au processus d'émission secondaire.

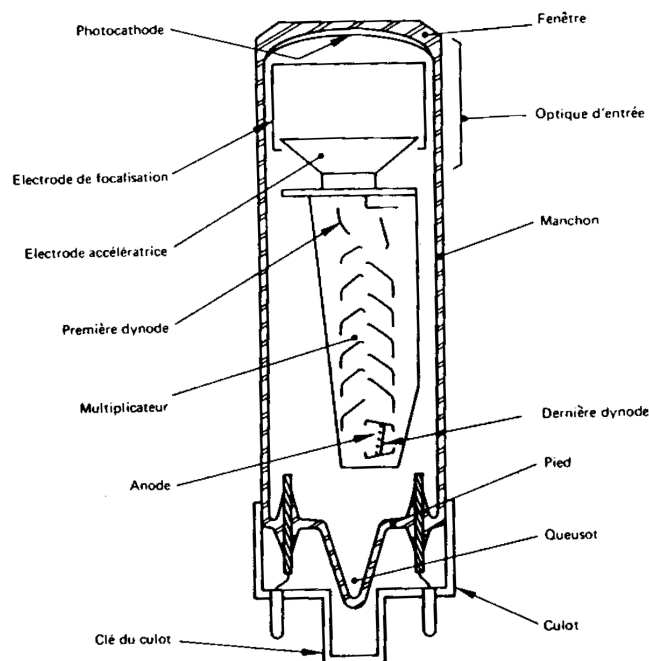


FIG. 2.13 – Schéma d'un photomultiplicateur.

Le multiplicateur d'électrons comporte en général entre 10 et 14 dynodes. Chaque dynode est à un potentiel différent de façon à accélérer les électrons créés entre deux dynodes successives pour qu'ils obtiennent une énergie suffisante pour arracher des électrons secondaires de la dynode suivante. Les dynodes sont également disposées de façon à ce que le maximum d'électrons émis par une dynode arrive sur la dynode suivante.

Si n_k photoélectrons parviennent à la première dynode et si cette dynode a un gain g_1 , le nombre d'électrons secondaires émis est égal à $n_k \cdot g_1$. Pour un nombre N de dynodes on obtient un nombre d'électrons n_a arrivant sur l'anode défini par la relation (2.3).

$$n_a = \prod_{i=1}^N n_k \cdot g_i \quad (2.3)$$

Le gain d'une dynode g_i dépend d'un coefficient d'émission secondaire δ_i et de l'efficacité de collection ϵ_i des électrons allant d'une dynode à l'autre (2.4).

$$g_i = \delta_i \cdot \epsilon_i \quad (2.4)$$

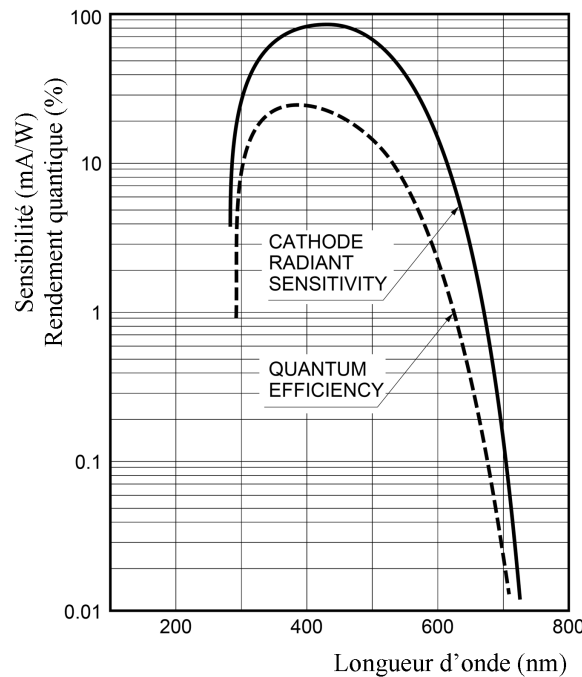


FIG. 2.14 – Rendement quantique et sensibilité d'un photomultiplicateur 3 pouces de NEMO 3 en fonction de la longueur d'onde [47].

La cascade d'électrons créée par les dynodes est collectée sur une anode placée après la dernière dynode. Le signal de l'anode est maintenant suffisamment fort pour être amplifié et analysé.

Le gain G d'un photomultiplicateur est calculé (2.5) à partir des relations (2.3) et (2.4).

$$G = \epsilon_0 \frac{n_a}{n_k} = \epsilon_0 \prod_{i=1}^N \delta_i \cdot \epsilon_i \quad (2.5)$$

ϵ_0 étant l'efficacité de collection sur la première dynode. Le facteur d'amplification G d'un photomultiplicateur standard est de l'ordre de 10^6 à 10^7 .

Pour ne pas perturber les trajectoires des électrons et maximiser l'efficacité de leur collection, les divers éléments composant un photomultiplicateur doivent être placés sous vide.

2.5.2.2 Caractéristiques des photomultiplicateurs de NEMO 3

Le choix des photomultiplicateurs s'est orienté selon deux critères : la faible radioactivité du verre de la fenêtre du PM et la résolution en énergie et en temps. Les PM retenus pour NEMO 3 ont été fabriqués par Hamamatsu. Les activités du verre de ces PM en ^{40}K , ^{214}Bi et ^{208}Tl ont comme valeurs limites respectivement $1,7 \text{ Bq/kg}$, $0,83 \text{ Bq/kg}$ et $0,17 \text{ Bq/kg}$. Ceci correspond à une contamination radioactive inférieure d'un facteur 100 à 1000 par rapport à un verre de PM standard. Les autres parties du PM sont également faiblement radioactives. Le tableau 2.4 donne les activités mesurées en ^{40}K , ^{214}Bi et ^{208}Tl des photomultiplicateurs de NEMO3.

Les 1040 photomultiplicateurs 3 pouces, associés aux blocs de scintillateurs du mur interne et des 3 premières rangées des pétales, sont des PM de type R6091. Ils disposent d'une photocathode plane et

de 12 dynodes. Les 900 PM 5 pouces, de type R6594, ont 10 dynodes et une photocathode de forme hémisphérique.

Activité totale (en Bq)	^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl
PM 3 pouces R6091, 1040 PM (230 g / PM)	354	86	5,2
PM 5 pouces R6594, 900 PM (385 g / PM)	477	216	12,6
Σ PM	831	302	17,8

TAB. 2.4 – Activité en ^{40}K , ^{214}Bi et ^{208}Tl (Bq) des photomultiplicateurs du calorimètre de NEMO 3 [36].

Les PM ont été testés à l'IReS à l'aide d'une lampe H_2 dont le flux de photons est calibré, grâce à des atténuateurs, de façon à obtenir un flux équivalent à celui produit par un scintillateur traversé par un électron de 1 MeV. Les résolutions en énergie $\sigma(E)/E$ et en temps mesurées à 1 MeV sont, en moyenne, sur tous les PM, respectivement de 4% et 250 ps.

Les gains des photomultiplicateurs sont ajustés pour couvrir la région en énergie allant de 0 à 12 MeV. En modifiant le flux de photons de la lampe, la linéarité de la réponse des PM en fonction de l'énergie, a pu être vérifiée dans l'intervalle d'énergie de 0 à 12 MeV. Les défauts de linéarité sont inférieurs à 1% jusqu'à 4 MeV. Ce banc de test a pu en même temps contrôler l'uniformité et la symétrie de la réponse de la photocathode des PM (Fig. 2.15) [43].

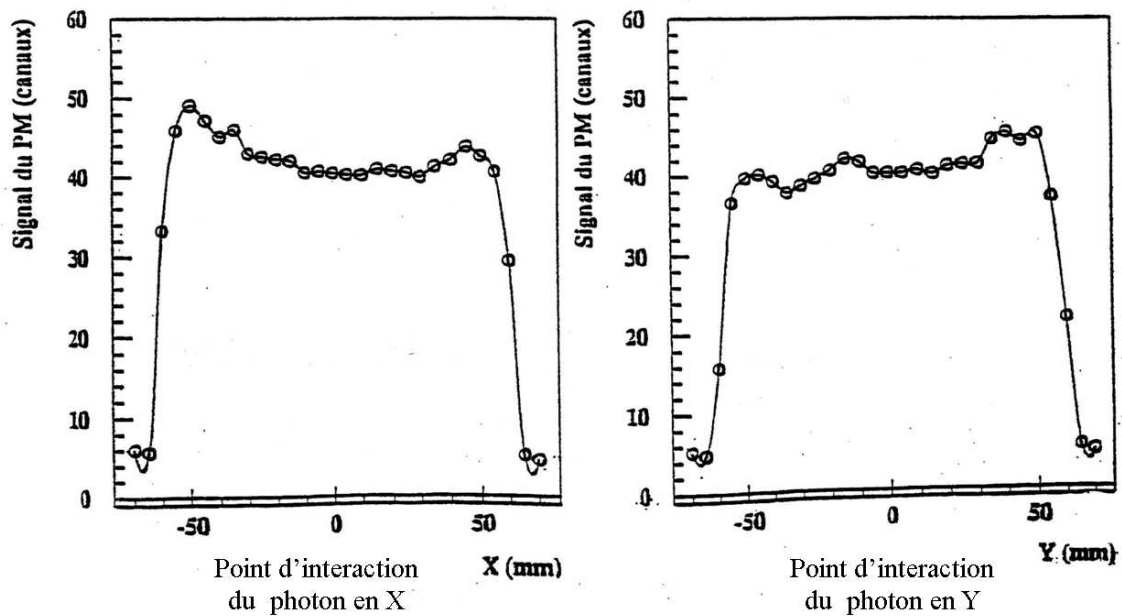


FIG. 2.15 – Réponse de la photocathode d'un PM 5 pouces suivant les axes X et Y, obtenue à partir du banc de test avec la lampe H_2 .

La charge collectée à 1 MeV est de 125 pC, les tensions appliquées correspondantes sont d'environ 1800 Volts pour les 3 pouces et 1400 Volts pour les 5 pouces correspondant à un gain de $2 \cdot 10^6$.

2.5.3 L'association scintillateur-photomultiplicateur

Les compteurs (Fig. 2.11) qui équipent le calorimètre de NEMO 3 sont composés d'un scintillateur et d'un photomultiplicateur décrits précédemment. Les deux éléments sont reliés par un guide de lumière en polyméthylméthacrylate (PMMA), ayant un coefficient de transmission de 98% pour des photons de longueur d'onde comprise entre 380 et 420 nm et un indice lumineux proche de celui du scintillateur. Ce guide de lumière permet d'adapter la forme sphérique du verre d'un PM à la surface plane d'un bloc de scintillateur. De plus, grâce à ce guide, les scintillateurs peuvent être placés dans la chambre à fils tout en conservant les photomultiplicateurs en dehors du volume gazeux de la chambre. Les photomultiplicateurs doivent être placés à l'extérieur de la chambre à fils car l'hélium peut provoquer un vieillissement prématuré des PM. En effet, l'hélium s'infiltrerait facilement à travers le verre des PM et compromet ainsi la qualité du vide à l'intérieur du PM.

2.5.4 Les étalonnages

Pour utiliser les données de NEMO 3, le calorimètre doit être auparavant étalonné en énergie et en temps. Les étalonnages permettent de connaître la relation entre les données numériques fournies par le calorimètre et les grandeurs physiques (énergie et temps de vol). Compte tenu du faible nombre d'événements $2\beta 0\nu$ attendu et de l'allure du spectre en énergie du processus $2\beta 2\nu$ pouvant donner des événements dans la région du signal $2\beta 0\nu$, un étalonnage précis ainsi qu'une bonne résolution en énergie du calorimètre sont impératifs. Des étalonnages en énergie et temps sont effectués régulièrement à l'aide de sources radioactives insérées dans des tubes dits de calibration à l'intérieur même du détecteur. Ces tubes sont placés verticalement au niveau des sources émettrices double β .

La résolution $\sigma(E)/E$ en énergie des compteurs (scintillateur + guide + PM) mesurée à 1 MeV est en moyenne de 6,1% pour les compteurs avec des PM 5 pouces et de 7,3% avec les PM 3 pouces. Les résolutions en temps sont d'environ 250 ps pour des électrons de 1 MeV. En complément des étalonnages absolus, un système d'étalonnage relatif par lumière laser assure une surveillance quotidienne du gain des 1940 PM. Ce système permet de connaître et de corriger, au jour le jour, les variations du gain des PM dûes notamment à une modification de la haute tension ou des conditions environnementales, comme la température par exemple.

Une description détaillée des procédures d'étalonnages sera donnée dans le chapitre 3.

2.6 Protections contre le bruit de fond externe

Afin d'isoler le mieux possible le détecteur NEMO3 de toutes les sources pouvant générer des événements de bruits de fond externes, certaines précautions ont été prises lors de l'installation et de la construction du détecteur.

2.6.1 Le Laboratoire Souterrain de Modane

Le détecteur NEMO 3 est installé dans le Laboratoire Souterrain de Modane (Fig. 2.16) situé à 1780 mètres sous le sommet du mont Fréjus. Cette épaisseur de roche est équivalente à un blindage de 4800 mètres d'eau et réduit d'un facteur 2×10^6 le flux de muons, dû au rayonnement cosmique, par rapport à celui enregistré au niveau de la mer [38]. Le flux de muons dans le Laboratoire est de 4 muons par jour et par mètre carré (soit $1.1 \cdot 10^{-7}$ muons par seconde et par centimètre carré).

Le flux de neutrons, ayant pour origine l'interaction des muons avec la roche, devient ainsi négligeable comparé à celui créé par réactions (α, n) et fission spontanée dues à la présence, sous forme de traces, d'uranium et de thorium dans la roche. Ce flux de neutrons, issu de la roche, est de l'ordre de $1,6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour les neutrons thermiques ($\approx 0,025 \text{ eV}$) et de $4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour les neutrons rapides ($\geq 1 \text{ MeV}$). Le nombre de neutrons thermiques a été mesuré en utilisant un scintillateur liquide tandis que le flux de neutrons rapides a été déterminé à l'aide d'un détecteur à hélium [39]. Le flux de neutrons d'énergies intermédiaires n'a pas été mesuré dans le LSM, mais ceux mesurés dans les Laboratoires Souterrains du Gran Sasso et de Broken Hill ont montré un flux 1,25 fois plus faible que celui des neutrons thermiques [40]. Les mécanismes de production de ces neutrons étant semblables au LSM, nous supposons que le flux de ces neutrons dans le LSM est atténué d'un même ordre de grandeur par rapport au flux des neutrons thermiques.

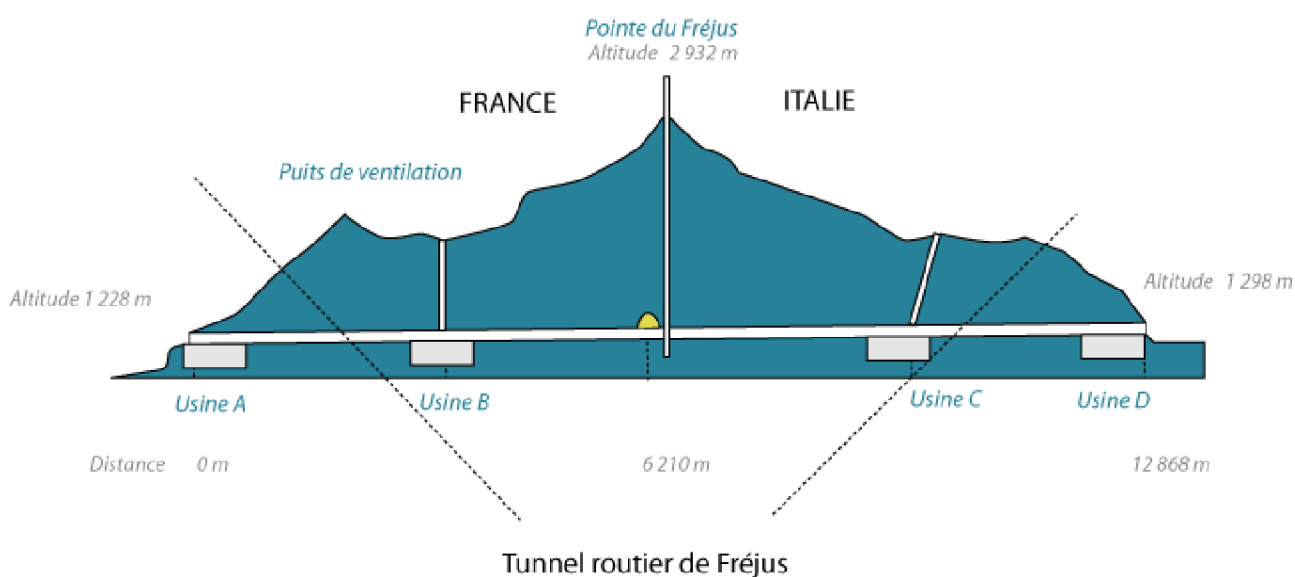


FIG. 2.16 – Emplacement du LSM dans le tunnel routier du Fréjus.

2.6.2 Le champ magnétique

Nous avons vu dans le paragraphe 2.2.2 que les sources de bruits de fond externes pouvaient donner lieu à la création de paires électron-positron dans le détecteur. L'application d'un champ magnétique parallèle aux sources permet, par analyse combinée de la courbure de la trajectoires des particules et du temps de vol, de rejeter ces paires e^-e^+ et de conserver les événements e^-e^- .

Le champ magnétique est créé par une bobine installée autour du mur externe du calorimètre. Elle est constituée d'anneaux de cuivre divisés en 10 parties ayant chacune la largeur de deux secteurs. La présence de cette bobine impose de blinder tous les photomultiplicateurs contre le champ magnétique. La valeur du champ appliquée est de 25 Gauss. Cette valeur résulte d'un compromis entre l'efficacité de réjection des paires e^-e^+ et l'efficacité de détection du signal de la décroissance $2\beta 0\nu$. Il a pu être montré, grâce à la prise de données en présence d'une source de neutrons et de simulations, une amélioration du taux de détection des paires e^-e^+ de 3% lors du passage d'un champ magnétique de 20 à 25 Gauss [42]. Ce taux n'augmente que de 1% en passant de 25 à 30 Gauss mais entraîne une trop grande perte d'efficacité de détection des événements à basse énergie. En effet, le champ magnétique courbe les trajectoires des électrons et ceux de basse énergie *spiralent* et ne peuvent donc plus être

détectés.

2.6.3 Le blindage de fer

Pour se protéger des rayonnements γ , le détecteur NEMO 3 est équipé d'un blindage de fer d'une épaisseur de 18 cm. Il comporte 10 éléments couvrant chacun deux secteurs et repose sur une structure métallique. L'épaisseur de 18 cm a été déterminée à partir des données recueillies par le détecteur NEMO 2.

Le blindage de fer a également un rôle sur l'atténuation du bruit de fond créé par les neutrons. En effet, nous avons vu que l'interaction des neutrons avec la matière (roche ou composant du détecteur) génère des photons. Le détecteur NEMO 2 a mis en évidence le fait que les neutrons d'énergie inférieure à 1 MeV sont capturés dans les premiers centimètres de fer. Les photons émis à cet endroit sont alors arrêtés par les centimètres de blindage de fer restant. Le blindage de fer joue également le rôle de filtres en énergie pour les neutrons rapides. A la sortie du blindage, le flux de ces neutrons rapides est divisé par cinq et l'énergie moyenne des neutrons se situe vers 600 keV quelle que soit l'énergie de départ des neutrons.

2.6.4 Le blindage contre les neutrons

Le blindage de fer ne permet pas de stopper totalement les neutrons rapides d'énergie supérieure à 1 MeV. Ainsi, afin de thermaliser les neutrons les plus énergétiques, un blindage contre les neutrons est nécessaire. Le détecteur NEMO 3 est donc entouré de 10 cuves en inox contenant chacune une épaisseur de 34 cm d'eau borée pour un volume total de $2,5 m^3$. Pour des raisons techniques, le blindage au-dessus et au-dessous du détecteur est constitué de 28 cm de bois. Le bore est utilisé pour sa section efficace d'absorption (n, α) élevée ($\sigma = 3837$ barns pour le ^{10}B) qui permet de capturer les neutrons thermalisés. Dans 94% des réaction (n, α) avec le bore, un photon de 477 keV est émis. Ce photon est arrêté par le blindage de fer.

2.6.5 La tente anti-radon

La concentration importante, dans l'air du Laboratoire, en radon et en thoron s'échappant de la roche peut devenir trop importante pour une expérience bas bruit de fond telle que NEMO 3. Pour réduire la présence de ces gaz, le LSM est équipé d'un système de ventilation relié à celui du tunnel de Fréjus qui permet d'obtenir un taux de radon d'environ 15 Bq par mètre cube. De plus, le détecteur a été conçu de façon à être le plus hermétique possible afin d'éviter les infiltrations de radon.

Le nombre d'événements enregistré par le détecteur NEMO 3 ainsi que l'analyse des données expérimentales caractéristiques de l'effet *BiPo* (électron et particule α retardée), ont mis en évidence une trop forte activité en radon à l'intérieur du détecteur. Ceci a été confirmé par des mesures effectuées à l'aide d'un détecteur de radon à l'entrée et la sortie du gaz remplissant la chambre à fils de NEMO 3. La contribution du radon au bruit de fond $2\beta 0\nu$ a été estimée à un événement par an et par kilogramme. Ce bruit de fond est trop élevé d'un facteur dix par rapport à celui attendu.

Pour réduire significativement le taux de radon présent à l'intérieur du détecteur, la collaboration a construit une tente étanche entourant le détecteur NEMO 3 afin de contrôler l'air environnant. L'air injecté de façon continue dans la tente est purifié grâce à une usine de purification de l'air en radon. L'usine, dont le principe est basé sur celui développé pour l'expérience Super-Kamiokande [50], comporte une tonne de charbon actif, refroidi à $-50^\circ C$, dans lequel l'air du Laboratoire est injecté à une pression de 7 bars. Le charbon piège le radon pour une durée dépendante de la masse de charbon actif, du flux d'air, du type de charbon, de la pression et de la température. Le radon ainsi piégé se



FIG. 2.17 – Le détecteur NEMO 3 entouré de la tente anti-radon dans le hall du LSM.

désintègre dans le charbon.

A la sortie de l'usine anti-radon, le taux de radon est de $0,020 \text{ Bq.m}^{-35}$ [48] avec un débit d'air de $125 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$ et une température d'environ 20°C .

Le volume de la tente étant de 150 m^3 , le renouvellement complet de l'air est très rapide. Les premières analyses montrent une baisse du taux de radon dans le détecteur d'un facteur 10 [48]. Plusieurs études sont en cours afin d'améliorer encore le facteur de réduction du taux de radon dans le détecteur. Ces études portent sur la présence éventuelle de fuites et sur la contamination intrinsèque du détecteur.

2.7 Acquisition des données

Le détecteur NEMO 3 dispose d'une électronique pour le calorimètre, une seconde pour le détecteur de traces et d'un système global de déclenchement (TRIGGER) capable de gérer les données des électroniques du calorimètre et du trajectographe. Le système global de déclenchement doit être adapté à la prise de données double bêta et doit être suffisamment souple pour réaliser toutes les opérations de tests et d'étalonnages nécessaires. Les électroniques du calorimètre et du détecteur de traces, du système de déclenchement et celle de prise de données communiquent entre elles grâce au bus VME.

2.7.1 L'électronique du calorimètre

Les hautes tensions

Les 1940 PM du calorimètre sont alimentés par trois châssis C.A.E.N. comprenant chacun, huit ou neuf cartes haute tension (suivant le châssis). Chaque voie des cartes haute tension fournit une tension à trois PM ayant des gains comparables. Des résistances, adaptées à chaque PM, permettent un réglage optimal de la tension appliquée à chacun des trois PM à partir de la tension commune délivrée. Ces résistances se trouvent sur une carte de répartition alimentant douze PM. Les PM d'un secteur sont ainsi alimentés par neuf cartes de répartition. Les hautes tensions appliquées sont d'environ 1800 V sur les PM 3 pouces et 1400 V sur les PM 5 pouces.

L'acquisition des signaux PM

Le signal d'un PM est recueilli par une carte électronique fille ANEMO (analog-NEMO) qui assure la mesure du temps (TDC) et de l'énergie (ADC). Ces cartes filles sont gérées par une carte mère d'acquisition qui couvre à elle seule un demi-secteur du détecteur. Les signaux du calorimètre sont donc recueillis par 40 cartes mères d'acquisition installées dans trois châssis VME.

Les cartes filles ANEMO sont chargées de collecter les signaux des PM et disposent d'un seuil bas et d'un seuil haut gérés par des discriminateurs à front de montée. Lorsque l'amplitude du signal d'un PM franchit le seuil bas, la mesure du temps (TDC) commence ainsi que l'intégration de charge sur une durée de 80 ns. Si le signal dépasse le seuil haut, un signal est envoyé au système électronique de déclenchement (TRIGGER) pour l'informer que le PM a déclenché. Si le signal ne franchit pas ce seuil haut, la voie électronique est remise à zéro au bout de 200 ns. Le seuil bas a pour valeur minimale possible 7 mV, soit l'équivalent d'environ 20 keV, et le seuil haut peut aller jusqu'à 1 V, soit environ 3 MeV. Pour les prises de données, le seuil bas est fixé à 12 mV et le seuil haut à 48 mV.

Chacune des 40 cartes mères d'acquisition est interrogée par le trigger afin de connaître le nombre de PM ayant franchi le seuil bas. L'intensité du signal envoyé au trigger est de 1 mA par PM touché.

Lorsque le nombre de PM touché atteint la multiplicité minimale requise (cette multiplicité est égale

⁵L'activité en radon de l'air du Laboratoire est d'environ 15 Bq.m^{-3}

à 1 dans le cas de l'acquisition de données double bêta), un signal appelé *STOP PM* est envoyé par le trigger à toutes les voies électroniques du calorimètre pour ordonner la sauvegarde de toutes les données recueillies. Le TDC et l'ADC des PM sont stoppés puis numérisés. Ces signaux sont codés en 12 bits par deux convertisseurs analogique-numérique. La résolution en énergie est de 0,36 pC/canal (~ 3 keV/canal) et de 53 ps/canal pour la résolution temporelle. La charge maximale est donc de ~ 1400 pC soit 12 MeV et le temps maximum de 200 ns.

2.7.2 L'électronique du détecteur de traces

L'électronique du détecteur de traces est divisée en deux parties : les cartes de répartition et les cartes d'acquisition. Les premières fournissent aux anodes des fils Geiger une tension d'environ 1800 V et collectent les signaux analogiques provenant de l'anode et des deux cathodes situés aux extrémités de celle-ci. Par la suite, ces informations sont envoyées vers les cartes d'acquisition.

Le rôle de ces cartes d'acquisition est d'amplifier et de discriminer les signaux provenant des cartes de distribution mais aussi de mesurer les trois signaux temps (un anodique, deux cathodiques).

Un secteur de NEMO 3 dispose de 8 cartes mères de répartition ayant chacune 15 cartes filles dont cinq sont utilisées pour les signaux anodiques, 2×5 pour les signaux cathodiques. Chaque carte fille gérant 8 voies Geiger, une carte mère prend donc en charge 40 cellules Geiger. Les signaux de ces 40 cellules sont traités par 10 ASIC⁶ analogiques et 10 ASIC numériques.

Le circuit intégré analogique amplifie les signaux de l'anode et des deux cathodes d'un facteur 60 puis les compare aux tensions seuils de l'anode et des cathodes. Ces seuils sont générés par un convertisseur numérique-analogique (DAC) programmable.

Les ASIC numériques sont conçus pour mesurer des temps de l'anode (tdc_A), cathode haute (tdc_{HC}) et cathode basse (tdc_{LC}). Ces ASIC numériques disposent donc de trois entrées TDC plus une supplémentaire pour la mesure des événements retardés tdc_α (particules α retardées).

Les trois premiers TDC sont codés sur 12 bits et permettent ainsi de mesurer des temps allant de 0 à 82 μs ,⁷ tandis que le tdc_α est intégré sur 17 bits pour permettre d'aller jusqu'à 2,6 ms.

Le déclenchement de l'intégration des signaux TDC des quatre voies est donné par le franchissement du seuil de la tension de l'anode. Les TDC cathodiques haut tdc_{HC} et bas tdc_{LC} sont arrêtés par les deux signaux cathodiques générés par l'arrivée du plasma Geiger sur la cathode haute et basse.

Les temps de propagation physiques t_{HC} et t_{LC} sont donnés par les relations (2.7).

$$t_{LC} = [tdc_{LC} \times 20] \text{ ns.} \quad (2.6)$$

$$t_{HC} = [(tdc_{HC} \times 20) - 17,5] \text{ ns.} \quad (2.7)$$

La constante 17,5 ns permet de tenir compte de la différence de longueur des câbles. Les câbles de la cathode basse font 6 mètres de long et ceux de la cathode haute mesurent 9,5 mètres.

Le signal anodique doit être traité de deux manières différentes :

- Lorsque le nombre de PM touchés requis est atteint, le système de déclenchement (TRIGGER) envoie un signal *STOP - A*. Si le seuil du signal de l'anode est franchi avant ce signal, le *STOP - A* arrête la mesure du tdc_A et le temps anodique t_A , lié à la durée de dérive des électrons jusqu'à l'anode, se déduit par la relation (2.8).

$$t_A = [(tdc_{max} - tdc_A) \times 20] \text{ ns.} \quad (2.8)$$

⁶Application Specific Integrated Circuit, circuit intégré spécialisé dans le traitement de plusieurs signaux

⁷Le temps maximum de propagation du plasma Geiger le long de l'anode est d'environ 50 μs

tdc_{max} vaut 6,14 μs ⁸.

- Le second cas correspondant aux événements retardés α , le passage du seuil du signal de l'anode déclenche la mesure des tdc_A , tdc_{BC} et tdc_{HC} mais aussi le tdc_α . L'intégration des signaux tdc_{BC} et tdc_{HC} s'arrête à l'arrivée du plasma Geiger sur leur cathode respective, tandis que tdc_A et tdc_α sont stoppés par le $STOP - \alpha$ du trigger retardé de 704 μs . Le temps t_α est associé au tdc_α par l'expression (2.9).

$$t_\alpha = [(tdc_{\alpha_{max}} - tdc_\alpha) \times 20] ns \quad (2.9)$$

avec $tdc_{\alpha_{max}}$ égal à 704 μs .

2.7.3 Le système de déclenchement de prise de données : TRIGGER

Comme nous venons de le voir, le détecteur de traces et le calorimètre fournissent de nombreuses informations. Pour être utilisables, tous ces signaux sont mis en corrélation afin de pouvoir déterminer, suivant des critères définis, si ces données doivent être sauvegardées ou rejetées ; c'est le rôle du système de déclenchement de prise de données (Trigger).

A une fréquence donnée, le TRIGGER reçoit du calorimètre un signal analogique proportionnel au nombre de PM ayant franchi le seuil haut de chacune des 40 cartes gérant un demi-secteur. Ces 40 signaux sont sommés et donnent un nouveau signal analogique.

Par la suite, le TRIGGER interroge le détecteur de traces. Il récupère la valeur logique attribuée à chaque rangée de cellules Geiger. Si le signal anodique d'au moins une cellule Geiger d'une rangée franchit le seuil haut, la valeur logique 1 est associée à cette rangée. Chaque demi-secteur de NEMO3 comportant 9 rangées, la chambre à fils fournit 360 signaux logiques du type TTL.

Le déclenchement de l'acquisition de données nécessite deux étapes successives (trois pour les données servant à l'étalonnage du détecteur).

Le premier niveau (T1) du trigger utilise la somme des intensités des signaux du calorimètre. Si l'intensité totale, au bout de 20 ns après le franchissement du seuil haut du premier PM, est supérieure à une valeur fixée, correspondant au nombre minimal de PM demandé dans l'acquisition, un signal $STOP-PM$ est généré. Ce signal sert de référence temporelle au système d'acquisition.

Une fois cette condition atteinte, la seconde étape (T2) correspond à la recherche et la localisation de traces détectées dans les rangées Geiger. La recherche de plans Geiger touchés est faite demi-secteur par demi-secteur. Mais, la probabilité pour un électron de traverser plus d'un demi-secteur est élevée, le TRIGGER tient donc aussi compte des informations fournies par les deux demi-secteurs adjacents. Le TRIGGER, en fonction du nombre de plans touchés et de leurs positions, *qualifie* chaque demi-secteur suivant les 4 possibilités suivantes :

- pas de trace,
- une trace longue,
- une trace courte proche de la source,
- une trace courte proche d'un bloc de scintillateur.

La seconde étape (T2) consiste donc à la recherche de corrélations entre demi-secteurs adjacents touchés, comme, par exemple, la sélection d'événements ayant une trace courte proche de la source et une trace courte proche des scintillateurs dans un demi-secteur voisin. La détermination d'éventuelles corrélations entre secteur voisins permet de connaître le nombre réel de traces.

Une troisième étape (T3), servant lors de l'étalonnage, consiste à rechercher d'éventuelles coïncidences entre les traces déterminées précédemment et les PM touchés dans les demi-secteurs concernés. Dans

⁸La durée de dérive maximale le long de l'anode est de 1,5 μs

les conditions d'étalonnage, le TRIGGER est optimisé pour la sélection de traces d'électrons ayant pour origine les sources radioactives placées dans les tubes de calibration.

Pour la recherche du signal $2\beta 0\nu$, le TRIGGER est programmé comme décrit sur la figure (Fig. 2.18). Si les conditions T1 et T2 sont atteintes, un signal STOP-A est envoyé par le TRIGGER au système d'acquisition des cellules Geiger. Ce signal est envoyé $6,14\mu s$ après le STOP-PM (T1) et démarre la numérisation et l'enregistrement des données recueillies par toutes les voies PM. Si la condition T2 n'est pas atteinte avant le signal STOP-A, tous les canaux des PM sont réinitialisés. L'acquisition d'un événement se termine par le signal STOP- α , $710\mu s$ ($6,14\mu s$ pour l'acquisition d'événements en temps auxquels se rajoutent $704\mu s$ pour l'intégration des signaux retardés) après le STOP-PM. Les données des cellules Geiger sont à leur tour sauvegardées, puis tous les canaux PM et Geiger sont ensuite réinitialisés.

En fonctionnement normal, le TRIGGER de NEMO 3 est programmé pour enregistrer tout événement ayant au moins trois plans Geiger touchés dont deux proches l'un de l'autre et un scintillateur déclenché.

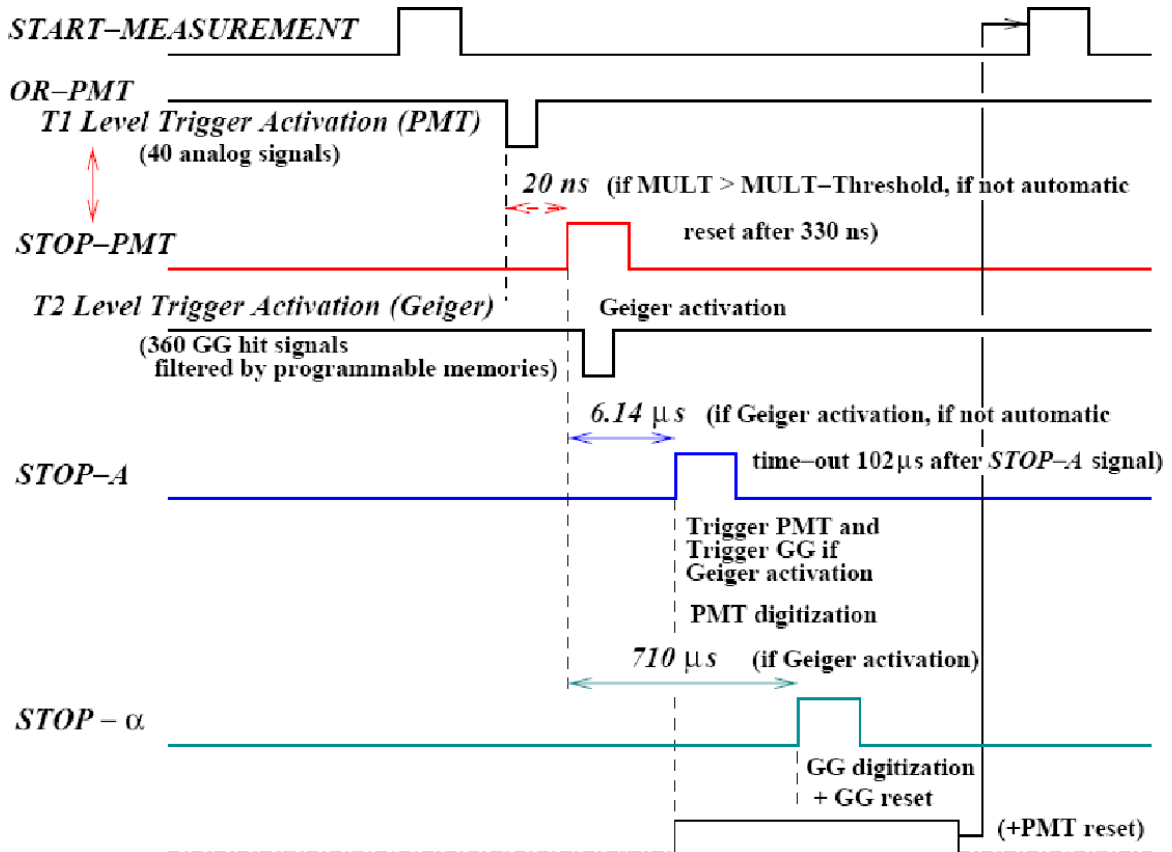


FIG. 2.18 – Chronogramme du TRIGGER de NEMO 3.

Efficacité du TRIGGER

Le tableau (Tab. 2.5) donne l'efficacité du TRIGGER, obtenue par simulation, pour les processus physiques $2\beta 0\nu$, $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo , les contaminations en ^{208}Tl et ^{214}Bi au niveau des sources double bêta de ^{100}Mo et la détection du ^{214}Bi dans le gaz du détecteur de traces de NEMO3 [36]. La première colonne donne le pourcentage d'événements générés ayant au moins un photomultiplicateur ayant déclenché pour le processus donné. La seconde colonne donne le pourcentage d'événements générés répondant aux critères de sélection du TRIGGER. L'efficacité du TRIGGER sur la détection d'événements ayant pour origine les sources émettrices double bêta est très bonne, elle est supérieure à 95%. Cette efficacité passe à 75% pour la désintégration du ^{214}Bi dans le gaz du détecteur de traces. Le TRIGGER a été optimisé pour la détection d'événements de type $2\beta 0\nu$ issus de la source émettrice double bêta, tout en conservant une assez bonne efficacité pour d'autres processus.

Origine	Type d'événements	Pourcentage d'événements simulés	
		avec au moins un PM	répondant aux critères du TRIGGER
Source	$2\beta 0\nu$	96,1	$96,1 \pm 1,0$
	$2\beta 2\nu$	73,6	$73,0 \pm 0,9$
	^{208}Tl	65,7	$63,5 \pm 0,8$
	^{214}Bi	58,7	$56,0 \pm 0,8$
Gaz	^{214}Bi	79,4	$60,0 \pm 0,8$

TAB. 2.5 – Efficacité du TRIGGER déterminée à partir de simulations des processus $2\beta 0\nu$, $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo ainsi que les décroissances des impuretés de ^{208}Tl et ^{214}Bi au niveau des sources double bêta de ^{100}Mo et dans le gaz de NEMO3.

2.7.4 Le système d'acquisition

Le contrôle et la lecture des informations fournies par le calorimètre et les cellules Geiger sont à la charge de deux ordinateurs CES RIO 8062 équipés de deux processeurs PowerPC 604E à 300 MHz. Le logiciel d'acquisition est basé sur le système *Cascade* développé par le CERN et fonctionne sous le système d'exploitation Lynx-OS. L'acquisition utilise une carte Corbo PM pour l'enregistrement des données du calorimètre et une carte Corbo GG pour celles de la chambre à fils. Ces deux cartes travaillent en parallèle et de manière autonome. Le trigger est là pour synchroniser l'électronique et relancer l'acquisition d'un nouvel événement. Les données recueillies sont envoyées vers un *event builder* pour être sauvegardées sous le format NTUPLE.

2.7.5 La base de données NEMO 3

Les informations relatives au statut du calorimètre ou de la chambre à fils, telles que les paramètres d'étalonnage des PM, les PM et cellules désactivés, les conditions dans lesquelles se sont déroulées les acquisitions de données, sont sauvegardées dans une base de données (MySQL) dont le serveur principal est au centre de calcul de Lyon.

2.7.6 Le suivi de l'expérience

Le contrôle et la surveillance des prises de données de NEMO 3 est possible sur le site du LSM mais également à distance grâce à deux PC dédiés. L'un contrôle le système d'alimentation en gaz de la chambre à fils, le champ magnétique de la bobine et les hautes tensions appliquées aux PM et cellules Geiger. Le second PC permet la mise en route et l'arrêt des châssis et cartes d'acquisition.

Comme nous venons de le voir, la conception du détecteur NEMO 3 a été fortement guidée par la prise en compte des différentes sources potentielles de bruit de fond. La construction et l'installation du détecteur NEMO 3 au Laboratoire Souterrain de Modane a duré un peu plus de trois années. La mise en service du détecteur a eu lieu en février 2003.

A ce jour, l'équivalent de deux années de prises de données ont été enregistrées. Afin de ne sélectionner que les événements de type double bêta, ces données doivent être étalonnées en énergie et en temps avec précision selon des méthodes que nous allons à présent détailler.

Chapitre 3

Les étalonnages en énergie et en temps

L'observation de la désintégration $2\beta 0\nu$, attendue avec une période de décroissance très longue, requiert des niveaux de bruit de fond très bas. Comme nous l'avons évoqué au chapitre 1, le bruit de fond ultime de ce processus est la décroissance $2\beta 2\nu$ dont la fin du spectre en énergie coïncide avec le pic attendu du signal $2\beta 0\nu$. Il est par conséquent impératif de disposer d'un étalonnage précis en énergie (relation énergie-ADC et résolution) afin de discriminer le mieux possible les deux signaux $2\beta 0\nu$ et $2\beta 2\nu$. Notons qu'un étalonnage précis en temps est également nécessaire afin de différencier les événements du type $2\beta 0\nu$ des événements correspondant à la traversée du détecteur d'un électron. Dans le cas des événements $2\beta 0\nu$, émis depuis la source, la différence des temps de vol entre les deux électrons est voisine de zéro. En revanche, lorsqu'un électron traverse le détecteur, la différence de temps de vol est de l'ordre de 4 ns. Du fait de l'utilisation dans l'électronique d'acquisition de discriminateurs à front de montée, la mesure du temps dépend de la charge collectée. Il est donc indispensable d'effectuer également une correction du signal temps en fonction de l'amplitude.

Pour atteindre les précisions requises sur les étalonnages en énergie et en temps, des procédures d'étalonnages absolus à l'aide de sources radioactives sont complétées par un étalonnage relatif en énergie et en temps utilisant la lumière d'un laser.

Les différentes méthodes d'étalonnages vont être décrites dans ce chapitre après avoir donné les principales causes d'instabilités des gains des PM.

3.1 Causes d'instabilités des gains des photomultiplicateurs

3.1.1 L'influence environnementale

Les photomultiplicateurs sont sensibles à leur environnement, particulièrement à la température, au champ magnétique et aux radiations auxquelles ils sont soumis. Dans le cas du détecteur NEMO 3, ces différents paramètres rentrent en jeu. En effet, bien que contrôlée, la température du Laboratoire peut subir des variations de quelques degrés. De même, la présence d'une bobine autour de NEMO 3 soumet les PM à un champ magnétique de 25 Gauss. Enfin, l'introduction de sources radioactives lors des phases d'étalonnage entraîne une augmentation du taux de comptage des PM [42].

La température

La photocathode et les dynodes sont les parties sensibles d'un PM dont le comportement dépend en partie de la température. Une variation de température est susceptible d'entraîner une modification des paramètres suivants :

- la réponse spectrale de la photocathode, c'est-à-dire une variation du rendement quantique en fonction de la longueur d'onde des photons incidents,
- le courant d'obscurité qui correspond à la présence d'un signal non nul au niveau de l'anode lorsque le PM n'est exposé à aucune source lumineuse. Ce courant est dû à l'émission spontanée d'électrons des couches photoémissives de la photocathode. Il dépend fortement de la température et de la nature de la couche photosensible.
- la sensibilité anodique et le gain. En effet, le coefficient d'émission d'électrons secondaires, au niveau du multiplicateur du PM, dépend de la température.

Le champ magnétique

Les photomultiplicateurs sont très sensibles au champ magnétique environnant et leurs performances sont déjà affectées en les soumettant à un champ aussi faible que le champ magnétique terrestre. La trajectoire des électrons, suivant leur énergie, est plus ou moins fortement déviée. Ces déviations rendent plus difficile la focalisation sur la première dynode des électrons émis par la photocathode. Elles entraînent également une baisse des efficacités de collection entre les dynodes qui forment le multiplicateur d'électrons. Une augmentation de la tension appliquée au PM et un blindage contre le champ magnétique réduisent ces effets.

Les rayonnements

Un photomultiplicateur exposé à des rayonnements α , β et γ , dont notamment la lumière, voit son courant d'obscurité augmenter. En effet, ces rayonnements peuvent interagir avec les matériaux du PM, principalement le verre, et créer des photons qui vont parvenir jusqu'à la photocathode. Notons que l'origine des rayonnements peut être une source radioactive placée à proximité du PM mais également due au verre du PM lui-même. Les rayons cosmiques peuvent, par effet Cherenkov, générer des photons lors de leur passage dans le verre et ainsi contribuer au courant d'obscurité. Une exposition prolongée ou intense à des rayonnements provoque une modification des propriétés d'émission secondaire des dynodes et une diminution de la sensibilité spectrale de la photocathode à certaines longueurs d'onde.

3.1.2 Les post-impulsions

Les post-impulsions sont des signaux parasites, qui apparaissent au niveau de l'anode, générés à la suite d'un signal anodique normal. Ces post-impulsions ont deux origines : le redéclenchement après interaction des photons de scintillation et l'ionisation des gaz résiduels présents dans le phototube. L'interaction d'un électron avec une dynode du multiplicateur produit non seulement des électrons secondaires mais également des photons. Ces photons ont une faible probabilité d'arriver jusqu'à la photocathode et recréer ainsi une post-impulsion.

Les gaz résiduels présents à l'intérieur du phototube peuvent être ionisés lors de l'accélération des électrons depuis la photocathode jusqu'à la première dynode. Ces ions, chargés positivement, dérivent vers la photocathode et peuvent également créer une impulsion secondaire. Le délai entre l'impulsion principale et la post-impulsion, dû à ce phénomène, dépend de la masse des ions, de la tension appliquée et de la taille du PM. Ces ions sont principalement H_2^+ , He^+ et CH_4^+ . L'origine de ces gaz peut être liée à un défaut du PM lorsque le vide n'est pas de bonne qualité. L'hélium est également susceptible de pénétrer à travers la fenêtre en verre, relativement perméable, du PM. La présence d'hélium dans le PM crée donc des post-impulsions et augmente le courant d'obscurité. La durée de vie du PM peut donc se trouver réduite. Ce risque de vieillissement des PM doit être pris en compte pour les compteurs du calorimètre du détecteur NEMO 3 du fait de la quantité d'hélium circulant dans la chambre à fils

et d'éventuelles fuites. Des tests [56] ont ainsi été réalisés en plaçant des photomultiplicateurs de même référence que ceux du calorimètre du détecteur NEMO 3 dans de l'hélium pur pendant plusieurs mois. Le taux d'hélium et la durée d'exposition sont équivalents à plus de cinq années de fonctionnement des PM si ceux-ci étaient plongés directement dans le volume gazeux de la chambre à fils. Les PM étant en réalité isolés de la chambre à fils, ce test surestime donc grandement l'effet de l'hélium sur les PM. Ces tests montrent que le taux de post-impulsions augmente avec la durée d'exposition jusqu'à atteindre une saturation au bout de 50 jours d'immersion (équivalent à un an d'immersion des PM dans la chambre à fils de NEMO3). Au-delà de ces 50 jours, le taux de post-impulsions reste stable proche de 100 % pour les PM 3 pouces et de 80 % pour les PM 5 pouces. Cette étude a pu également montrer que, dans le cas des PM de NEMO 3, les post-impulsions n'entraînent aucun effet apparent sur la résolution en énergie et le gain du PM.

3.1.3 Variation de la sensibilité anodique

Le courant anodique des PM du détecteur NEMO 3 est de 0,4 mA. Avec de tels courants, la durée nécessaire avant d'atteindre la stabilisation du PM après différentes perturbations est d'environ 24 heures. Ainsi, ce phénomène, qui s'apparente à une période de vieillissement, apparaîtra lors :

- de la modification brusque du flux lumineux qui provoque une nouvelle phase de dérive du courant anodique. En général, quelques secondes sont nécessaires pour revenir à la stabilité du gain mais dans quelques cas cette phase de dérive peut se prolonger. Ce phénomène a pu être observé dans NEMO3 lors des phases d'étalonnages absolus avec les sources ^{207}Bi .
- de la mise sous tension. Le photomultiplicateur nécessite une période de *chauffe* afin de stabiliser le gain. Suivant le type de photomultiplicateur, ce temps nécessaire est de l'ordre de quelques heures à plusieurs jours. Pour cette raison, les prises de données de NEMO3 intervenant dans les 24 heures suivant une remise sous tension sont retirées de l'analyse double bêta.

3.2 L'étalonnage absolu en énergie

3.2.1 Objectif

Nous avons vu que l'énergie d'un électron pénétrant dans un scintillateur est absorbée par le milieu qui réémet cette énergie sous forme de lumière à son tour convertie en signal électrique par les photomultiplicateurs. L'électronique intègre ce signal et le numérise grâce au convertisseur analogique-numérique. La charge intégrée est codée sur 4096 canaux avec 0,36 pC par canal. La relation (3.1) donne l'énergie E mesurée d'une particule détectée en fonction de la charge intégrée Q (ADC).

$$E = \alpha Q^2 + aQ + b \quad (3.1)$$

Des tests réalisés sur les compteurs (ensemble scintillateur-photomultiplicateur) du calorimètre de NEMO 3 ont montré un comportement linéaire jusqu'à une énergie de 4 MeV [43]. La relation (3.1) peut donc se réécrire sous la forme (3.2).

$$E = aQ + b = a(Q - P) = aC \quad \text{avec} \quad P = -\frac{b}{a} \quad (3.2)$$

P est le piédestal qui correspond à la réponse du compteur à énergie nulle : c'est le bruit électronique. C est la charge mesurée piédestal soustrait.

Les paramètres a et b sont déterminés par l'étalonnage absolu. Au delà de 4 MeV, le paramètre α de la relation (3.1) est déterminé grâce au système d'étalonnage relatif par lumière laser, qui permet de simuler un dépôt d'énergie dans les scintillateurs allant de 150 keV à 12 MeV.

La résolution en énergie

L'objectif des étalonnages est également de mesurer la résolution en énergie de chaque compteur du calorimètre. La résolution en énergie $\sigma(E)$ d'un compteur est déterminée à partir des données prises lors des étalonnages. Elle dépend de deux paramètres. La plus grande contribution A , dans l'expression reliant la résolution à l'énergie (3.3), provient des fluctuations statistiques des nombres de photons de scintillation et de photoélectrons collectés à l'anode des PM. Cette contribution augmente en fonction de la racine carrée de l'énergie. Le second paramètre B est intrinsèque aux appareils de mesures et ne dépend pas de l'énergie. La résolution en énergie peut ainsi se modéliser sous la forme quadratique :

$$\sigma(E) = A(\sqrt{E}) \oplus B \quad (3.3)$$

3.2.2 Méthode

L'étalonnage en énergie utilise deux isotopes radioactifs : une source de ^{207}Bi et une source de ^{90}Sr . Le ^{207}Bi décroît par capture électronique vers le ^{207}Pb en émettant des électrons de conversion interne d'une énergie de 482 keV et 976 keV. Les constantes d'étalonnage a et b de la relation (3.2) sont donc déterminées à partir des positions (en nombre de canaux) des deux pics en énergie de ces deux électrons. Pour la prise de données, le détecteur de traces de NEMO 3 doit être utilisé pour différencier les électrons des photons, le ^{207}Bi étant principalement émetteur de rayonnement γ . Afin de ne pas provoquer un vieillissement prématuré de la chambre à fils, les sources de ^{207}Bi ont une faible activité (environ 220 Bq) ce qui implique une prise de données minimale sur 24 heures. La fréquence des étalonnages absolus sera donc limitée à une par mois et demi afin de ne pas réduire significativement le temps d'acquisition double bêta. Les sources de ^{207}Bi permettent un étalonnage en énergie pour des énergies inférieures à 1,5 MeV.

Au-delà de cette énergie, un troisième point d'étalonnage est nécessaire. Celui-ci est obtenu en utilisant une source ^{90}Sr . Le ^{90}Sr a pour noyau fils l'Yttrium 90 qui est un émetteur β^- avec une énergie Q_β de 2,28 MeV. Le troisième point de calibration est, par conséquent, la position (en nombre de canaux) de l'extrémité du spectre bêta (*end-point*), de l'Yttrium 90 correspondant à l'énergie Q_β . Dans cette partie de spectre bêta, l'origine des événements ne peut être que les électrons émis par les sources de ^{90}Sr . La chambre à fils est donc désactivée. Les sources peuvent alors avoir une activité élevée d'environ 6000 Bq, ce qui permet de réduire significativement le temps d'acquisition. En revanche le nombre de sources de ^{90}Sr insérées dans le détecteur est limité à quatre afin de pouvoir connaître le point d'émission des électrons en l'absence de reconstruction de traces. Au total, huit séries de prises de données sont réalisées en changeant, à chaque fois, la position des quatre sources. L'étalonnage avec les sources de ^{90}Sr est effectué tous les deux ans.

Les tubes de calibration

Chaque secteur de NEMO 3 est équipé d'un tube vertical en cuivre, dit *tube de calibration*, situé le long du bord des feuilles sources émettrices double bêta. Ces tubes disposent de trois fenêtres en kapton, une orientée vers le mur interne du calorimètre et les deux autres vers le mur externe. La surface d'une fenêtre est d'environ 500 mm² et leurs positions sont respectivement à mi-hauteur du tube et à 90 cm de part et d'autre du centre. Avec cette géométrie, les sources radioactives, placées au niveau des

fenêtres, peuvent *illuminer* tous les scintillateurs du calorimètre. Les trois sources d'étalonnage sont fixées sur une fine tige en plastique *Delrin* (Fig. 3.1). Ces tiges sont insérées dans le tube de calibration par le dessus du détecteur. Au total, 60 sources sont installées puis retirées à chaque étalonnage.



FIG. 3.1 – Tige plastique de 3 mètres de longueur accueillant trois sources ^{207}Bi .

La mise en place des sources nécessite l'ouverture des blindages et de la tente anti-radon. Des ouvertures spécifiques au niveau des tubes de calibration ont été prévues à cet effet. Notons qu'à chaque étalonnage absolu, l'ouverture de la tente anti-radon entraîne l'entrée de radon dans la tente et le détecteur.

La figure (fig. 3.2) montre l'évolution du taux de radon à l'intérieur de la tente anti-radon au moment d'un étalonnage absolu.

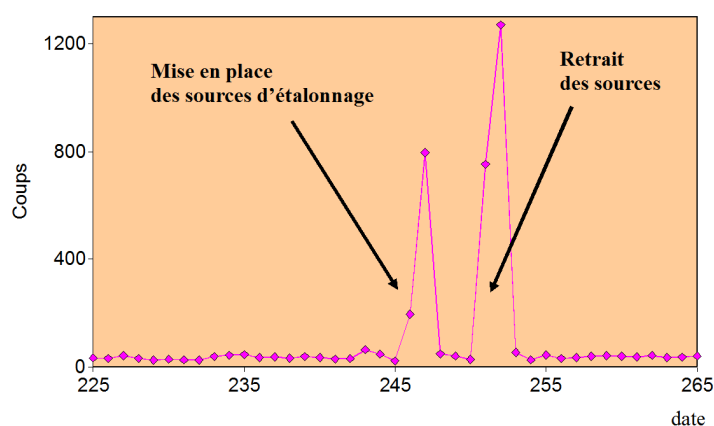


FIG. 3.2 – Taux de radon à l'intérieur de la tente anti-radon lors d'un étalonnage absolu.

Deux pics sont observés au moment de l'introduction et du retrait des sources d'étalonnage du détecteur. Le taux de radon revient à sa valeur normale environ douze heures après que les sources aient été enlevées.

3.2.3 Principe de l'analyse des données des étalonnages absolus en énergie

Chaque étalonnage absolu dure environ 24 heures. Au bout de ce temps d'acquisition, on dispose approximativement pour chaque PM du calorimètre, de 5000 événements identifiés comme étant un électron émis par les sources de ^{207}Bi . La figure (Fig. 3.3) montre la topologie d'un de ces événements enregistrés puis reconstruits dans le détecteur NEMO 3.

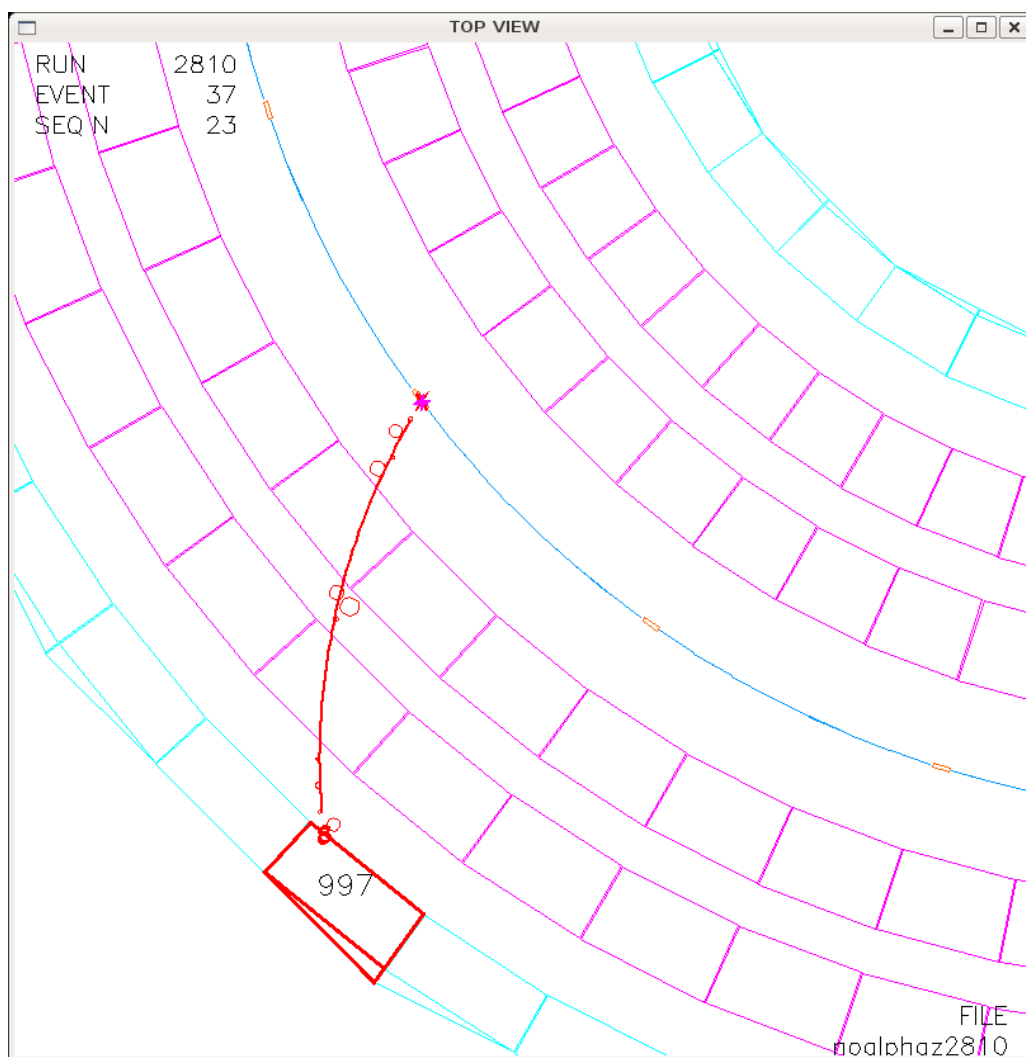


FIG. 3.3 – Vue de dessus d'un événement enregistré par le détecteur NEMO 3 pendant un étalonnage absolu en énergie. Cet événement correspond à un électron émis depuis un des tubes de calibration (représenté par un rectangle rouge) où sont placées les sources de ^{207}Bi lors d'un étalonnage en énergie.

La figure (Fig. 3.4) montre le spectre en énergie des événements correspondant à un électron émis depuis les tubes d'étalonnage et enregistré par un compteur de NEMO3 en présence des sources du ^{207}Bi . Les deux pics correspondent aux électrons de conversion interne de 482 keV et 976 keV. La position (ADC mesurée) est déterminée par ajustement de chaque pic par 3 gaussiennes permettant de prendre en compte la contribution des électrons de conversion provenant des couches K, L et M. Il doit être corrigé pour tenir compte des pertes d'énergies des électrons à la sortie de la source de ^{207}Bi , dans le gaz de la chambre à fils et dans l'habillage des scintillateurs. Les pertes d'énergie sont

estimées, par simulation, à partir des trajectoires reconstruites grâce au détecteur de traces.

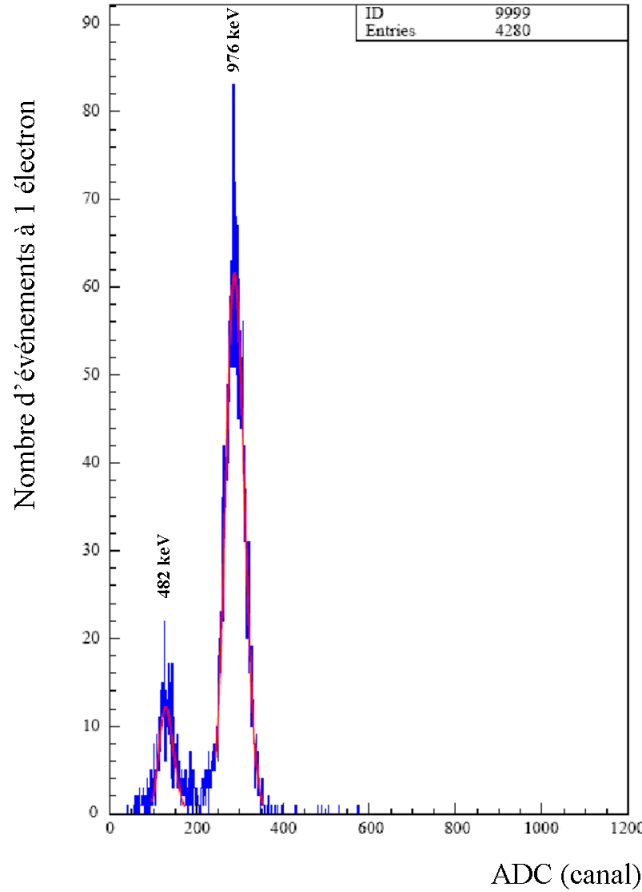


FIG. 3.4 – Spectre en énergie des électrons de 482 et 976 keV émis par une source de ^{207}Bi mesuré par un compteur du calorimètre de NEMO 3.

Les ajustements des deux points d'étalonnage ainsi obtenus permettent de définir la droite d'étalonnage (3.2). Le paramètre a de la relation (3.2) correspond à la pente de cette droite d'étalonnage, sa valeur est d'environ 3 keV/canal. Le piédestal P est de l'ordre de 100 canaux.

Les étalonnages occasionnels avec des sources de ^{90}Sr donnent un troisième point d'étalonnage qui sert ainsi à vérifier la droite d'étalonnage (3.2) déterminée avec les sources de ^{207}Bi . La figure (Fig. 3.5a) correspond au spectre β de ^{90}Y mesuré par un des compteurs du calorimètre. C'est la partie à haute énergie (Fig. 3.5b) qui est utilisée. Après avoir soustrait le bruit de fond et corrigé la queue du spectre en fonction des pertes moyennes d'énergie des électrons, cette partie du spectre est ajustée par le spectre β théorique convolué à la résolution $\sigma(E)$. Les pertes d'énergie moyennes des électrons sont évaluées par simulation, pour chaque compteur, suivant leur position par rapport à celle des sources dans les tubes d'étalonnage.

La résolution en énergie

Le pic à 976 keV du ^{207}Bi est utilisé pour le calcul de la résolution en énergie du compteur. La largeur à mi-hauteur (FWHM) de ce pic est lié à la résolution $\sigma(E)$ par la relation (3.4).

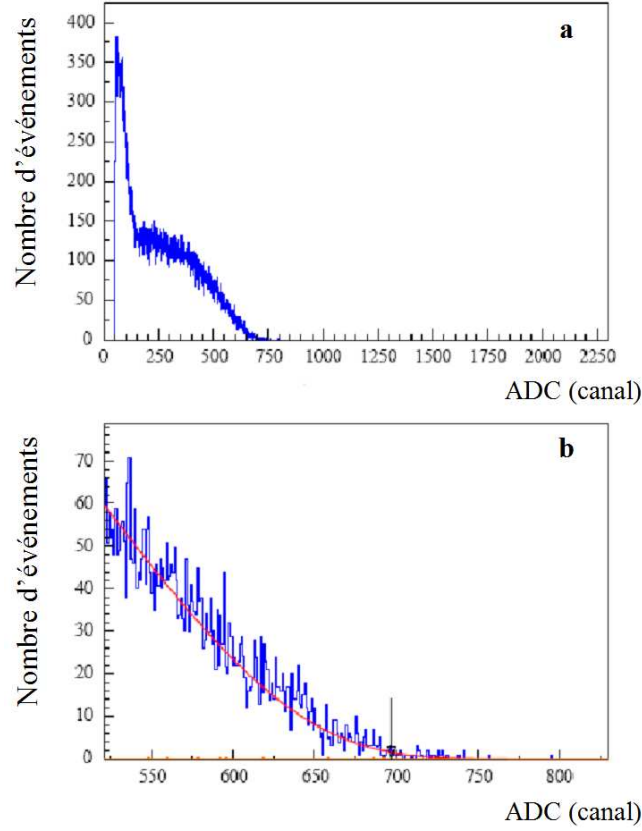


FIG. 3.5 – a) Spectre β de l' ^{90}Y mesuré par un compteur du détecteur NEMO 3 en présence de sources de ^{90}Sr . b) Le spectre du bas montre la partie à haute énergie, soustraite du bruit de fond.

$$\sigma(E) = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln 2}} \quad (3.4)$$

La résolution calculée à 1 MeV est en moyenne de 6,1% pour les compteurs avec des PM 5 pouces et de 7,3% avec les PM 3 pouces.

3.3 L'étalonnage absolu en temps

3.3.1 Alignement en temps des compteurs du calorimètre

La détermination du temps, à partir d'un signal TDC mesuré, dépend des paramètres suivants :

- le parcours des photons dans le scintillateur,
- le transit des électrons dans le photomultiplicateur,
- la longueur des câbles,
- le temps d'arrivée du signal STOP envoyé par l'électronique d'acquisition,
- de la charge du signal.

Tous ces éléments introduisent un retard dans la mesure du temps et sont propres à chaque photomultiplicateur. Le calcul de la différence de temps de vol entre deux particules, comme nous souhaitons

le réaliser pour la sélection des événements double bêta, nécessite donc de connaître le décalage en temps, dû aux paramètres précédents, d'un compteur par rapport à l'autre, afin de synchroniser les deux signaux de ces compteurs. Ceci est possible en étalonnant en temps le détecteur avec une source capable d'émettre simultanément deux rayonnements, tel que le ^{60}Co . Cet isotope émet en coïncidence un photon de 1173 keV et un photon de 1332 keV.

L'émission simultanée de ces deux photons provoque le déclenchement simultané de deux compteurs du calorimètre. De plus, le signal STOP-PM de l'électronique d'acquisition est envoyé au même instant à tous les compteurs du calorimètre, donc pour une paire de compteurs touchés ij , nous pouvons alors écrire la relation (3.5) :

$$TOF_i + tdc_i + \epsilon_i = TOF_j + tdc_j + \epsilon_j \quad (3.5)$$

avec $TOF_{i,j}$ les temps de vol réels des particules i, j , $tdc_{i,j}$ le temps mesuré par le signal TDC du compteur associé et $\epsilon_{i,j}$ le retard propre à chaque compteur. Connaissant les valeurs calculées des temps de vol $TOF_{i,j}$ et des temps mesurés par le signal TDC, la relation (3.6) donne le retard en temps entre deux compteurs ϵ_{ij} .

$$\epsilon_{ij} = (TOF_i + tdc_i) - (TOF_j + tdc_j) \quad (3.6)$$

L'activité de la source, utilisée dans le détecteur NEMO 3, est de 15,5 kBq. Pour l'étalonnage, une seule source de ^{60}Co est insérée dans le détecteur, dans les tubes d'étalonnage, et une série de 10 séquences d'acquisition de données permet, en déplaçant à chaque fois la source, de couvrir toutes les combinaisons possibles de paires de PM du détecteur. Cependant, cette méthode est limitée. En effet, lors de la décroissance $2\beta 0\nu$, les particules recherchées sont des électrons tandis que le ^{60}Co émet des rayonnements γ . Ces rayonnements n'interagissent pas dans les scintillateurs de la même façon que les électrons. Les électrons sont absorbés par le milieu scintillant dès les premiers millimètres, tandis que les photons peuvent interagir n'importe où dans le scintillateur voire le traverser sans interagir. Le parcours des photons de scintillation est donc différent lorsque la particule incidente est un électron ou un rayonnement γ . C'est pourquoi une série de données a été prise en décalant la source de ^{60}Co à l'intérieur des tubes de calibration de façon à ce que les deux photons interagissent avec le cuivre qui compose les tubes. Ces deux rayonnements γ donnent deux électrons par effet Compton dans le cuivre qui sont identifiés par le détecteur de traces et servent à déterminer l'étalonnage absolu en temps.

Effet de l'alignement en temps des compteurs

La figure (Fig.3.6) donne la distribution de la différence entre le temps d'arrivée des électrons mesuré en tenant compte ou pas des différents retards et le temps d'arrivée des électrons calculé par simulation. La moyenne quadratique (RMS) passe de 5,12 ns, avant ajustement des temps, à 0,658 ns [36]. Nous notons donc une amélioration de l'accord entre les temps mesuré et calculé.

3.3.2 Relation temps-énergie

La mesure du TDC débute dès que le signal du PM franchit le seuil bas (§2.7.1). Du fait de l'utilisation de discriminateurs à front de montée, ce seuil bas est franchi d'autant plus rapidement que l'amplitude du signal est grande (Fig. 3.7). Avec ce type de discriminateurs, la mesure du signal TDC dépend donc de l'intensité du signal. Une correction du temps mesuré, en fonction de l'amplitude du signal correspondant, est donc nécessaire.

La dépendance temps-énergie peut se modéliser par l'expression (3.7) qui donne le temps t en fonction de la charge collectée C .

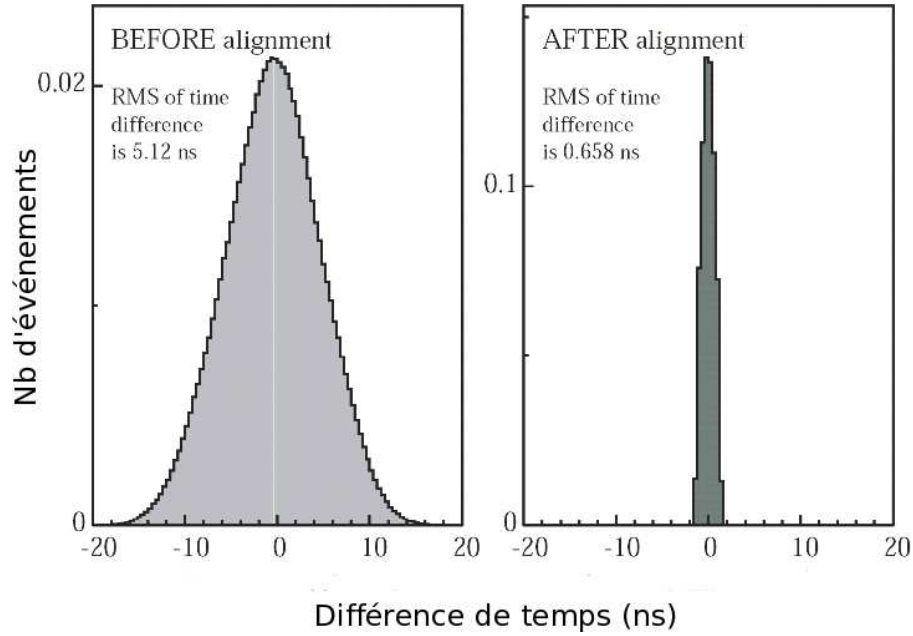


FIG. 3.6 – Distribution de la différence entre le temps mesuré et le temps calculé d'arrivée des électrons sur l'ensemble des compteurs avant et après la prise en compte de l'étalonnage en temps.

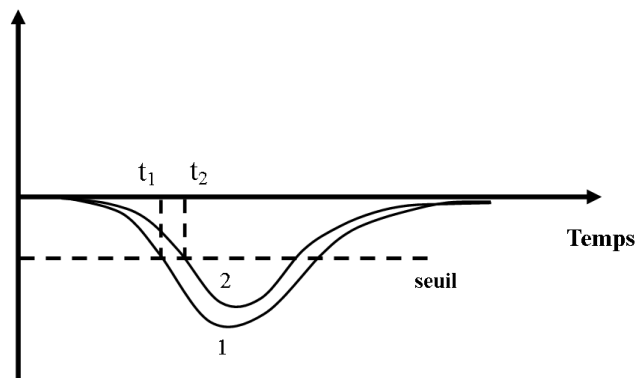


FIG. 3.7 – Dépendance en charge des temps t_1 et t_2 mesurés pour deux signaux PM correspondant à deux charges collectées Q_1 et Q_2 ($Q_1 > Q_2$).

$$t(C) = p_1 - \frac{p_2}{p_3\sqrt{C} + p_4} \quad (3.7)$$

Deux méthodes peuvent être utilisées pour déterminer les paramètres p_k ($k = 1, 2, 3, 4$), propres à chaque compteur :

- par analyse des données des étalonnages absolus en énergie avec les sources de ^{207}Bi . La désintégration du ^{207}Bi peut donner l'émission d'un deuxième électron de conversion 130 ps après l'émission d'un premier électron de conversion. Compte tenu du délai entre l'émission des deux électrons, ceux-ci peuvent être considérés comme simultanés. La détermination de la relation temps-énergie peut se faire en analysant les événements à deux électrons ayant pour origine une des sources de ^{207}Bi .
- à partir du système d'étalonnage relatif par lumière laser. Nous verrons dans le paragraphe (§3.4) comment ce système permet de reproduire, à partir d'une lumière laser, plus ou moins atténuée, un dépôt d'énergie dans les compteurs allant de 0 à 12 MeV.

3.4 L'étalonnage relatif avec la lumière laser

Les étalonnages absolus ne peuvent être répétés trop fréquemment. Or, il est nécessaire de contrôler parfaitement et régulièrement le fonctionnement des photomultiplicateurs pendant toute la durée de l'expérience. Pour cela, un système d'étalonnage relatif utilisant une lumière laser permet, quotidiennement, en quelques minutes, de connaître la variation relative des gains des 1940 PM du calorimètre par rapport aux gains déterminés par les étalonnages absolus. La précision souhaitée sur ce suivi des gains est de l'ordre du pour cent.

Le principe de ce système d'étalonnage relatif, représenté sur la figure (Fig. 3.8), consiste à envoyer une lumière laser mise en forme et contrôlée vers chaque photomultiplicateur du calorimètre.

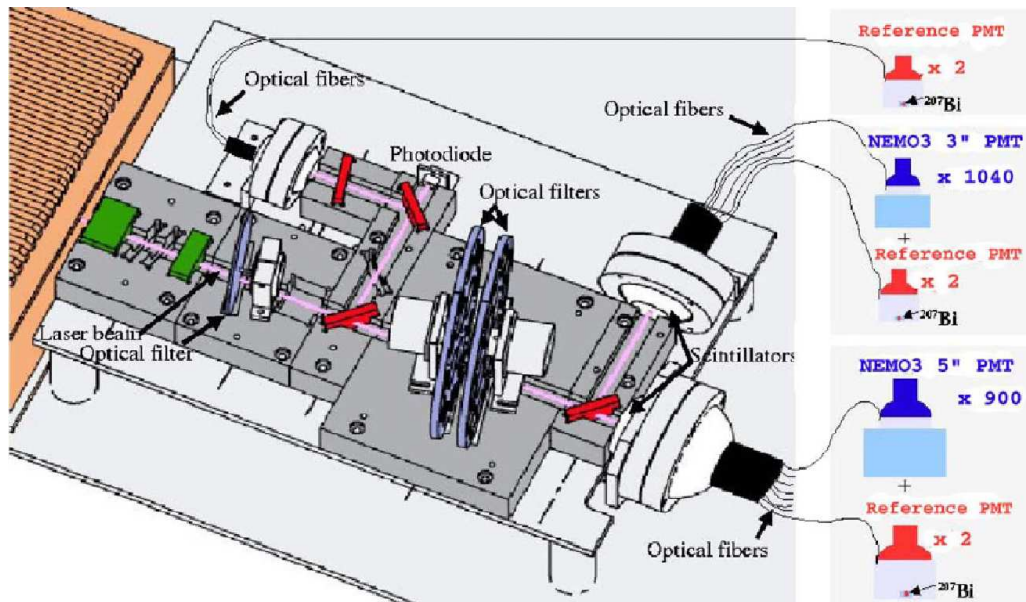


FIG. 3.8 – Schéma du système d'étalonnage relatif du calorimètre du détecteur NEMO 3 utilisant la lumière laser.

Le signal laser est mis en forme de façon à reproduire une lumière comparable à celle créée par un électron dans les scintillateurs.

L'intensité du signal est ajustée à l'aide d'un système de filtres optiques. Ainsi, ce système laser permet également de vérifier le comportement linéaire du gain des photomultiplicateurs en fonction de l'énergie de la particule incidente. D'autre part, la variation de l'intensité de la lumière laser rend possible la détermination de la relation entre le TDC et l'amplitude du signal correspondant (ADC).

3.4.1 La lumière laser

Pour obtenir un suivi des gains comparable entre les étalonnages absolus et relatifs, la lumière choisie pour l'étalonnage relatif doit être semblable à celle produite par des électrons. Un laser est une source lumineuse monochromatique et directionnelle, ceci en fait la source lumineuse appropriée pour l'étalonnage relatif. En effet, le fait d'être monochromatique autorise un contrôle précis de la longueur d'onde qui peut ensuite être modifiée. Une lumière directionnelle optimise la transmission du flux lumineux au travers des différents éléments optiques et jusqu'aux guides de lumière des compteurs.

Pour parer à d'éventuelles défaillances du laser, deux laser sont utilisés en parallèle. Ainsi, deux prises de données sont effectuées quotidiennement avec chacun des laser. Le laser dit NEMO 3 est un laser à flux constant relié à une bouteille d'azote externe. Il crée des impulsions lumineuses d'une durée de 300 ps à une fréquence fixée de 10 Hz et d'une longueur d'onde de (337 ± 15) nm. L'azote est placée à une pression de 2 à 2,5 bars et le flux moyen de gaz est de 5 litres par heure tout au long de la phase de mise sous tension du laser. Le laser appelé NEMO 2 ¹ est également à azote. Mais pour ce laser, l'azote est contenu dans une cartouche scellée. Sa longueur d'onde est également de 337 nm et la durée des impulsions est de 4 ns. Le tableau (Tab. 3.1) récapitule les principales caractéristiques techniques des deux laser utilisés. Il est apparu (chapitre 4) que l'intensité lumineuse du laser NEMO2 est plus stable au cours du temps que celle du laser NEMO3. Ce sont les données enregistrées avec le laser NEMO2 qui seront utilisées pour calculer les corrections quotidiennes sur le gain des PM.

Laser	NEMO2	NEMO3
Constructeur	Spectra-Physics	Lasertechnik Berlin
Référence	VSL-337ND-S	MNL 202 Midi Nitrogen Laser
Alimentation	220 V	220 V
Longueur d'onde	337,1 nm	337,1 nm
Largeur des impulsions	4 ns	700 ps
Energie par impulsion	120 μJ	130 μJ
Taux de répétition max	30 Hz	20 Hz
Surface du faisceau	3×7 mm	2 mm^2
Divergence du faisceau (angle total)	5×8 mrad	2×3 mrad
Durée de vie	2×10^7 impulsions	3×10^8 impulsions

TAB. 3.1 – Caractéristiques principales des laser NEMO2 et NEMO3.

3.4.2 Mise en forme et distribution de la lumière laser

A la sortie du laser, le faisceau est focalisé par une lentille puis atténué par un filtre prévu pour les hauts flux. Un filtre passe-bande permet de sélectionner avec précision la longueur d'onde de (337 ± 15)

¹laser du même type que celui utilisé pour l'expérience NEMO 2

nm. Une partie du flux est, par la suite, dirigée vers une photodiode servant au déclenchement de l'acquisition de données, tandis que l'autre partie est envoyée vers les compteurs du calorimètre. Ce second faisceau traverse tout d'abord deux disques constitués chacun de 12 atténuateurs de densité optique différente. Pour le contrôle quotidien du gain des PM, la valeur de ces deux atténuateurs est choisie de façon à obtenir une quantité de lumière laser équivalente à celle créée par un électron d'une énergie de 1 MeV dans les scintillateurs du calorimètre.

Les autres valeurs d'atténuateurs permettent la mesure de la linéarité du gain des photomultiplicateurs jusqu'à 12 MeV ainsi que la détermination de la relation temps-énergie.

Après avoir traversé les deux atténuateurs discrets, le faisceau laser est à nouveau séparé en deux faisceaux, un dirigé vers l'ensemble des photomultiplicateurs de taille 3 pouces et un autre envoyé vers les PM 5 pouces.

Le système d'étalonnage relatif doit pouvoir envoyer aux photomultiplicateurs une lumière proche de celle créée par les électrons dans les scintillateurs du calorimètre. Or, lors de l'interaction d'un électron dans un scintillateur, le spectre en longueur d'onde des photons de scintillation a pour valeur moyenne 420 nm (Fig. 2.12). De plus, le signal du PM correspondant à cette interaction présente un temps de montée de l'ordre de 5 ns avec une résolution temporelle de l'ordre de 250 ps pour un électron de 1 MeV.

Pour satisfaire ces critères, chacun des deux faisceaux laser traverse, avant d'atteindre les compteurs du calorimètre, un petit scintillateur de forme quasi-sphérique (Fig. 3.9).

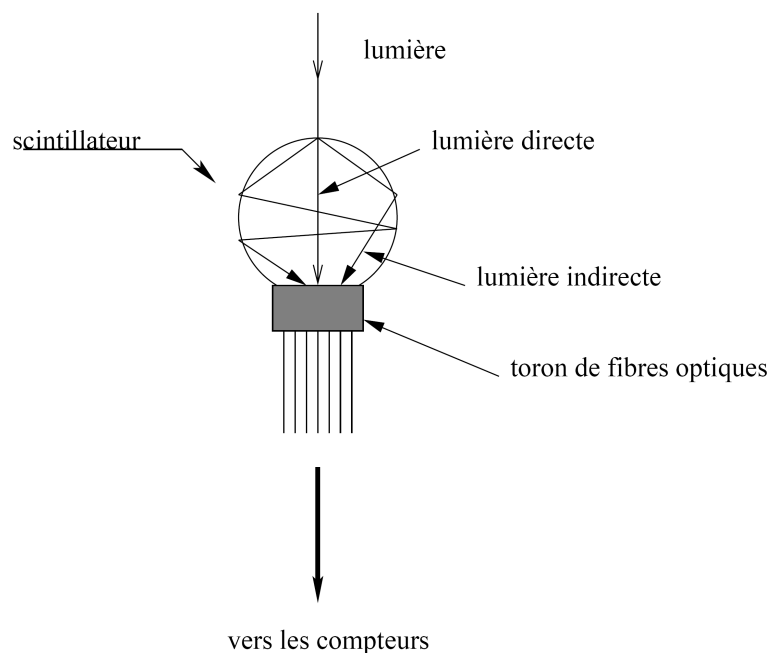


FIG. 3.9 – Schéma d'un scintillateur de mise en forme du signal de la lumière laser.

Le rôle premier de ces deux scintillateurs est de décaler la longueur d'onde du laser de 337 nm à 420 nm. Nous avons vu dans le paragraphe (§2.5.1.1) que le processus de scintillation entraîne la création d'une lumière, en sortie du scintillateur, de longueur d'onde supérieure à celle de la lumière incidente. En choisissant un milieu scintillant identique aux scintillateurs de NEMO 3, il est possible d'obtenir un spectre en longueur d'onde centré sur 420 nm.

Le second rôle des boules de scintillateur est la mise en forme du signal par un jeu de réflexion des

photons de scintillation sur la surface des scintillateurs. Ainsi, la géométrie et l'habillage (téflon et aluminium) des deux *boules* de scintillateurs ont donc été optimisés dans cet objectif. La géométrie des deux boules diffèrent légèrement afin de tenir compte de la différences des formes de signaux obtenus pour les scintillateurs de grande taille associés aux PM 5 pouces et ceux obtenus avec les compteurs 3 pouces. Ces deux scintillateurs permettent également de distribuer isotropiquement la lumière à une série de fibres optiques situées en sortie de ces deux boules. Ces fibres optiques amènent la lumière directement aux guides d'ondes des photomultiplicateurs 3 ou 5 pouces du calorimètre de NEMO 3.

3.4.3 Les fibres et équilibreurs

Les fibres optiques, utilisées pour conduire la lumière laser vers les 1940 photomultiplicateurs, sont conçues par la société Toray Industries². Le coeur des fibres, de 0,5 mm de diamètre, est en polyméthyle méthacrylate. Une gaine en polymère *fluorinated* de diamètre 1 mm recouvre le coeur de la fibre. Le coefficient d'atténuation des fibres est inférieur à 0,2 dB/m à 420 nm. La longueur des fibres est de l'ordre de 10 mètres.

Au total, 1940 fibres permettent d'envoyer la lumière générée par le laser aux photomultiplicateurs. Chacune des fibres est divisée en deux parties. La connexion entre les deux parties est assurée par un petit système mécanique individuel (Fig. 3.10).

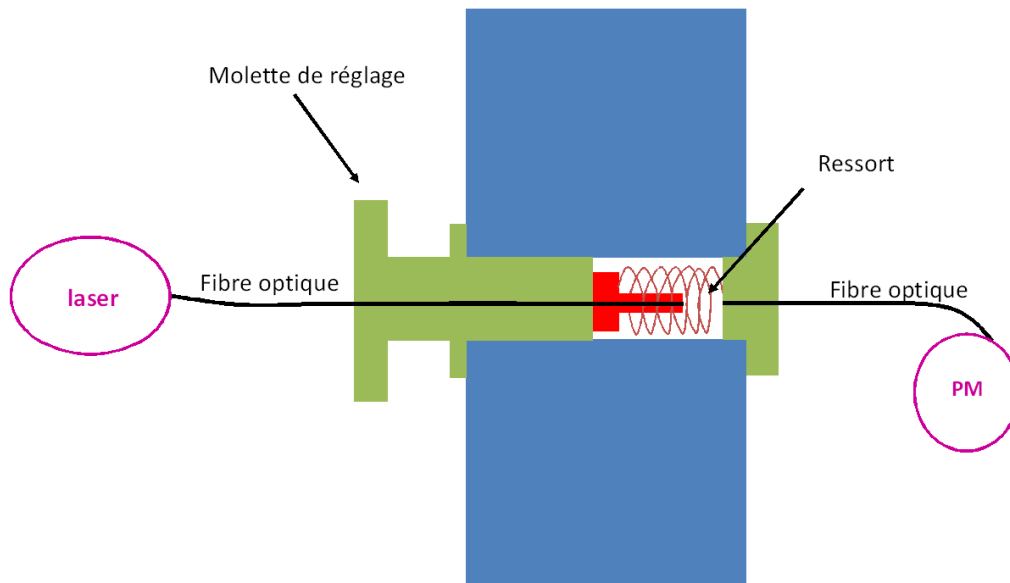


FIG. 3.10 – Schéma d'un équilibreur.

Ce système est appelé équilibreur car son rôle est d'équilibrer le flux de lumière reçue par chaque PM. En effet, en agissant sur la distance séparant les deux parties de fibre optique, au niveau de l'équi-

²Toray PFU-CD501-10-E

libreur, il est possible d'augmenter ou de diminuer la quantité de lumière transmise. Cet équilibrage est nécessaire. En effet, en sortie des boules de scintillateurs de mise en forme, les fibres sont toutes regroupées en un toron (Fig. 3.9). Ainsi, chaque fibre ne peut recevoir exactement la même quantité de lumière. De plus, les contacts entre les fibres et le guide de lumière des compteurs sont également inhomogènes. Plus précisément, au niveau du guide de lumière, la fibre optique est insérée dans un tube en cuivre (en brun sur la figure (Fig. 3.11)) au fond duquel est déposée de la graisse optique BICRO 630 pour assurer le contact entre la fibre et le guide de lumière. La fibre optique est elle-même fixée aux parois du tube de cuivre par une colle déposée sur sa gaine. La colle a été choisie afin d'être suffisamment *forte* pour éviter un déplacement de la fibre (voire le décollement de celle-ci) soumise à son propre poids. Nous verrons que le point de contact de la fibre avec le guide de lumière est un point sensible pour le suivi des étalonnages laser.

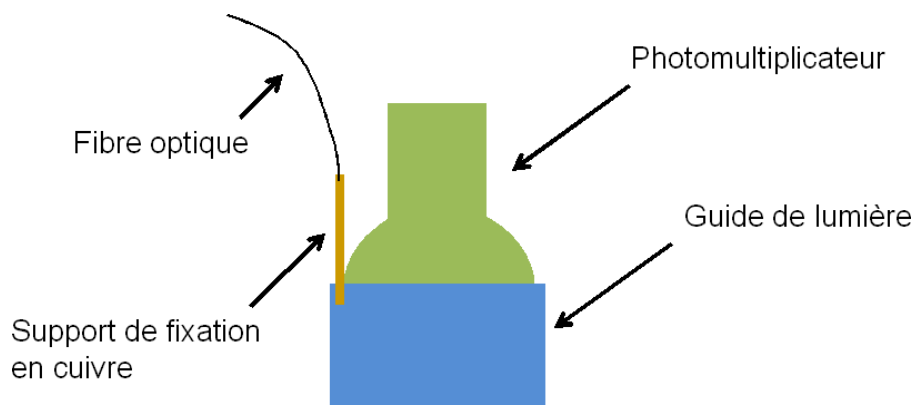


FIG. 3.11 – Schéma d'un PM du calorimètre du détecteur avec son guide de lumière et la fibre optique amenant la lumière laser lors des étalonnages relatifs.

Ainsi, pour parer à la dispersion de la quantité de lumière vue par chaque PM, chacun des équilibreurs est positionné de façon à réduire ou augmenter le flux lumineux jusqu'à la valeur attendue correspondant à un signal d'un électron de 1 MeV. Cet ajustement est effectué en vissant ou dévissant une molette de réglage constituant la première partie de l'équilibreur. La fibre est alors maintenue à l'aide d'un ressort joignant la fibre à la deuxième partie de l'équilibreur. Cette opération d'ajustement est répétée lors de chaque intervention sur le système laser, notamment lorsqu'il y a une déviation du faisceau laser et donc un changement dans la distribution de la lumière à la sortie des boules de mise en forme.

3.4.4 Contrôle de la lumière laser : les photomultiplicateurs de référence

Un suivi précis des gains des photomultiplicateurs nécessite une lumière laser stable d'une prise de données à l'autre ou, du moins, de connaître avec précision la quantité de lumière envoyée à chaque PM lors de chaque prise de données.

Le contrôle du flux lumineux était initialement assuré par une photodiode. Suivant la réponse de la photodiode, un atténuateur optique, placé entre le laser et la photodiode, corrigeait l'intensité du flux laser. L'atténuateur utilisé était un disque de verre de diamètre 75 mm sur lequel était déposé une couche d'aluminium d'épaisseur variant avec l'angle.

La rotation du disque atténuateur a été stoppée après quelques mois d'utilisation. Nous allons voir dans le chapitre 4 que la rotation du disque atténuateur provoquait une modification de la trajectoire du faisceau laser entre chaque rotation. Ce changement de trajectoire entraînait un déplacement du point

d'entrée du laser dans les scintillateurs de mise en forme. Ainsi, le rapport entre la lumière vue par un PM un jour donné puis le jour suivant n'était par conséquent plus le même. Une variation de gain du PM, non réelle, était ainsi calculée à tort.

Aujourd'hui, la photodiode est uniquement utilisée pour déclencher l'acquisition des données laser. Ainsi, la quantité de lumière laser n'est plus réajustée d'un étalonnage à l'autre, mais uniquement mesurée, puis prise en compte dans le calcul des corrections laser, à l'aide de photomultiplicateurs de référence. Les photomultiplicateurs de référence, situés en dehors du détecteur NEMO 3, sont équipés chacun d'un petit scintillateur dans lequel est placée une source de ^{207}Bi qui sert d'étalonnage absolu. Ainsi, ces photomultiplicateurs reçoivent donc simultanément la lumière générée par le laser et celle créée par les électrons de conversion interne de 482 et 976 keV de la source de ^{207}Bi . Au total, le système laser comporte six PM de référence installés dans une armoire placée sous le détecteur. Deux photomultiplicateurs sont soumis à la même quantité de lumière que la photodiode. Ces deux PM ne sont plus utilisés depuis l'arrêt d'utilisation du premier disque atténuateur et du contrôle de la lumière avec la photodiode.

Les quatre PM de référence restant reçoivent la lumière issue des scintillateurs de *mise en forme*, envoyée aux PM du calorimètre (deux PM de référence pour les compteurs 3 pouces et deux pour les compteurs 5 pouces). La réponse de ces quatre PM de référence est utilisée pour le calcul des corrections laser sur le gain des PM (§4).

3.4.5 Les prises de données laser

Contrairement à la prise de données double bêta, le déclenchement de l'acquisition n'est pas uniquement basé sur le signal des photomultiplicateurs du calorimètre mais utilise aussi la photodiode. C'est la photodiode, recevant la lumière laser en coïncidence avec les photomultiplicateurs du calorimètre, qui sert de référence (signal *STOP_PM*) pour l'acquisition des signaux laser. En effet, elle dispose d'un gain stable dans le temps et d'un temps de montée rapide du signal (1,5 ns). Ces deux conditions sont fondamentales pour la mesure et le suivi des TDC d'un jour à l'autre. En parallèle, dès qu'un des 1946 PM (1940 PM de NEMO3 et 6 PM de référence) reçoit un signal dépassant le seuil haut (50 mV), ce signal est également enregistré. Cette *double* condition de déclenchement permet d'enregistrer les signaux provenant du laser mais également les signaux des électrons du ^{207}Bi pour les PM de référence. La procédure de prise de données avec le système d'étalonnage laser se déroule en deux étapes. La première étape, après avoir arrêté l'acquisition double bêta, consiste à la stabilisation du laser (une quinzaine de minutes) puis à la mesure des piédestaux des 1940 PM du calorimètre et des 6 PM de référence. Cette étape est suivie de l'acquisition des données laser. Une fois le nombre d'événements acquis atteint (75000 événements, soient 6 minutes d'acquisition), le laser est arrêté et une seconde prise de données, suivant le même principe est réalisée avec le second laser. Les deux étalonnages relatifs successifs prennent au total une durée inférieure à trois quarts d'heure. La prise de données double bêta peut reprendre juste après l'arrêt du second laser.

Dans l'expérience NEMO 3, les étalonnages en énergie et en temps sont réalisés suivant deux méthodes : les étalonnages absolus effectués avec des sources radioactives et les étalonnages relatifs utilisant une lumière laser. Les contraintes expérimentales ne permettent pas de réaliser les étalonnages absolus à la fréquence nécessaire pour s'assurer du bon fonctionnement des photomultiplicateurs, notamment de la stabilité de leur gain. L'utilisation du système d'étalonnage relatif par lumière laser qui permet de suivre quotidiennement le comportement des photomultiplicateurs du calorimètre est donc nécessaire.

Le chapitre suivant est consacré à l'exploitation des données recueillies avec le système d'étalonnage laser en corrélation avec les mesures réalisées lors des étalonnages absolus.

Chapitre 4

Etude de l'étalonnage relatif en énergie

Les étalonnages absolus des compteurs du calorimètre de NEMO 3 avec les sources de ^{207}Bi , donnent, pour chaque PM, la valeur de leur gain. Cette valeur est calculée par la mesure du paramètre a reliant l'énergie à la charge par la relation suivante :

$$E = a.C \quad (4.1)$$

avec E , l'énergie des électrons émis par la source de ^{207}Bi , et C la charge collectée (ADC) piédestal soustrait.

Les étalonnages absolus sont réalisés approximativement tous les mois et demi. L'utilisation du système d'étalonnage relatif par lumière laser va permettre de suivre les variations des *gains* a de chaque PM entre deux étalonnages absolus successifs.

La prise en compte des données obtenues par le système d'étalonnage relatif, dans l'analyse de données double bêta, nécessite trois étapes successives :

- l'analyse des données brutes acquises lors des différents étalonnages relatifs,
- l'exploitation de ces données, c'est-à-dire le calcul des corrections à appliquer sur les gains des PM, par la suite, nous parlerons de corrections laser, et l'étude du suivi de ces corrections laser sur le long terme,
- la prise en compte de ces corrections laser dans le programme d'analyse double bêta.

Ce chapitre a pour but de présenter ces différentes étapes en insistant sur les problèmes rencontrés et sur les critères de sélection des PM pour lesquels les corrections laser peuvent être appliquées avec confiance.

4.1 Comment utiliser les données laser ?

4.1.1 Principe des corrections laser

A un temps t_0 , un étalonnage absolu permet la mesure le gain a_0 d'un PM du calorimètre. Au même instant, l'étalonnage relatif par lumière laser, avec une énergie E_{l_0} , mesure le même gain a_0 . La relation énergie-charge du PM peut s'écrire :

$$E_{l_0} = a_0.C_{l_0} \quad (4.2)$$

avec C_{l_0} , la charge collectée, piédestal soustrait.

Par la suite, à un temps $t > t_0$, lors d'un nouvel étalonnage relatif, une lumière laser d'intensité E_{l_t} est envoyée aux compteurs du calorimètre. A cet instant, la relation énergie-ADC du PM est donnée par l'expression :

$$E_{l_t} = a_t \cdot C_{l_t} \quad (4.3)$$

avec C_{l_t} la charge mesurée lors de cet étalonnage relatif, piédestal soustrait et a_t le gain du PM mesuré à ce même instant. Nous pouvons définir le gain a_t comme étant le gain absolu a_0 corrigé par un facteur e_{corr} correspondant à l'évolution de la pente d'étalonnage entre les instants t_0 et $t > t_0$.

Ainsi, le gain a_t peut s'écrire :

$$a_t = a_0 \cdot e_{corr} \quad (4.4)$$

Cette évolution peut se calculer à partir des expressions (4.2) et (4.3) :

$$e_{corr} = \frac{a_t}{a_0} = \frac{E_{l_t}}{E_{l_0}} \cdot \frac{C_{l_0}}{C_{l_t}} \quad (4.5)$$

L'objectif de l'étalonnage laser est donc de calculer quotidiennement le facteur e_{corr} à appliquer sur le gain absolu a_0 des PM.

Pour cela, le rapport $\frac{C_{l_0}}{C_{l_t}}$ est obtenu en analysant les spectres ADC laser du PM considéré aux temps t_0 et t (§4.2.2).

Le rapport $\frac{E_{l_t}}{E_{l_0}}$, qui correspond à la variation de l'intensité du laser, est, quant à lui, déterminé à l'aide des données enregistrées par les PM de référence.

En effet, chaque PM de référence est équipé d'une source de ^{207}Bi servant à contrôler son gain (§4.2.2).

La variation du gain des PM de référence est estimée en faisant le rapport des positions des pics ADC correspondant aux électrons de 976 keV du ^{207}Bi d'une prise de données laser à l'autre (§4.2.2).

Ainsi, pour la variation $\frac{E_{l_t}}{E_{l_0}}$, nous procédons au rapport des positions des pics laser (ADC) des PM de référence corrigées des variations de gain de ces PM.

D'où :

$$\frac{E_{l_t}}{E_{l_0}} = \frac{C_{l_t}^{Ref}}{C_{l_0}^{Ref}} \times \frac{C_{Bi_0}^{Ref}}{C_{Bi_t}^{Ref}} \quad (4.6)$$

avec

- $C_{Bi_0}^{Ref}$, la position du pic à 976 keV du ^{207}Bi mesuré au temps t_0 par un PM de référence, piédestal soustrait,
- $C_{l_0}^{Ref}$, la position du pic laser mesuré par le même PM de référence à l'instant t_0 , piédestal soustrait,
- $C_{Bi_t}^{Ref}$, la position du pic à 976 keV du ^{207}Bi mesuré au temps $t > t_0$ par le PM de référence, piédestal soustrait,
- $C_{l_t}^{Ref}$, la position du pic laser mesuré par le PM de référence à l'instant $t > t_0$, piédestal soustrait.

Pour le PM du calorimètre de NEMO 3, la correction e_{corr} du gain, obtenue par l'étalonnage relatif, à un instant t est donc égale à

$$e_{corr} = \left(\frac{C_{l_t}^{Ref}}{C_{l_0}^{Ref}} \times \frac{C_{Bi_0}^{Ref}}{C_{Bi_t}^{Ref}} \right) \times \left(\frac{C_{l_0}}{C_{l_t}} \right) \quad (4.7)$$

Remarque : L'expérience NEMO 3 utilise en parallèle deux lasers et deux PM de référence par type de PM (3 pouces ou 5 pouces) afin de palier à l'éventuelle défaillance d'un des deux lasers ou PM de référence. Par la même occasion, il nous est possible de calculer, pour chaque étalonnage laser, deux corrections par PM et ce pour chaque laser utilisé. Ainsi, nous distinguerons les corrections e_{corr1} et e_{corr2} en fonction du PM de référence utilisé.

4.1.2 Les périodes d'application des données laser

Période laser

Depuis le début de la prise de données de NEMO3 (février 2003), les étalonnages relatifs, réalisés quotidiennement, sont regroupés par périodes dites *périodes laser*. En effet, toute modification des conditions expérimentales du système d'étalonnage relatif (ajustement des équilibreurs, changement de laser,...) entraîne une variation de la quantité de lumière vue par chaque PM qui nécessite de décorrélérer les données laser avant et après interventions. Une *période laser* comporte donc l'ensemble des étalonnages relatifs réalisés avec les mêmes conditions expérimentales.

C'est ainsi que, depuis février 2003 jusqu'au 18 juillet 2006, douze *périodes laser* ont été définies (Tab. 4.1).

<i>Période laser</i>	<i>Période absolue</i>	Début	Fin
1	-	14/02/2003 18h00	02/03/2003 19h30
2	Ec5, Ec6	08/03/2003 15h45	10/06/2003 18h00
3	Ec7, Ec8, Ec9, Ec10	13/06/2003 12h00	05/10/2003 08h00
4	Ec11, Ec12	16/10/2003 00h00	12/11/2003 18h00
5	Ec13, Ec14, Ec15, Ec16	15/11/2003 12h00	09/04/2004 09h00
6	Ec17, Ec18, Ec19, Ec20	10/04/2003 17h00	24/09/2004 10h30
7	Ec21, Ec22	04/10/2004 00h00	31/01/2005 21h00
8	Ec23	11/02/2005 00h00	02/05/2005 23h59
9	Ec24	05/05/2005 00h00	17/05/2005 21h00
10	Ec25, Ec26, Ec27	21/05/2005 00h00	09/09/2005 20h00
11	Ec28	20/10/2005 18h00	05/12/2005 10h00
12	Ec29, Ec30, Ec31, Ec32, Ec33, Ec34, Ec35, Ec36, Ec37	15/12/2005 00h00	18/07/2006 09h00

TAB. 4.1 – *Périodes laser* et *périodes absolues* associées.

Période absolue

La majorité des *périodes laser* comporte plusieurs phases d'étalonnages absolus. Au sein d'une même *période laser*, l'intervalle séparant deux étalonnages absolus sera appelé *période absolue*. Chaque étalonnage absolu porte un numéro qui s'incrémente au fur et à mesure des étalonnages. Ainsi, pour le $i^{\text{ème}}$ étalonnage absolu la notation retenue est Eci (*Energy calibration i*). Le tableau (Tab. 4.1) donne les étalonnages absolus associés à chaque *période laser*.

Autrement dit, il existe donc un ensemble de données laser faisant référence à chaque étalonnage absolu. La figure (Fig. 4.1) schématise le principe d'application des corrections laser pour une *période absolue* donnée appartenant à une *période laser* donnée. Pour cette *période absolue*, il existe un gain absolu a_i mesuré par le premier étalonnage absolu i et un gain relatif L_i obtenu à partir de la moyenne des corrections laser e_{corr} mesurées pendant la durée de cette première phase d'étalonnage absolu i . Ces deux valeurs, a_i et L_i , sont normalisées à 1. a_i est représenté sur la figure (Fig. 4.1) par le premier point rouge, L_i correspond au premier carré bleu. Lors du second étalonnage absolu $i + 1$, un gain absolu a_{i+1} est mesuré et la variation de gains absolus $\frac{a_{i+1}}{a_i}$, notée A_{i+1} , est calculée. Le point A_{i+1} est donné sur la figure (Fig. 4.1) par le second point rouge. De même, pendant cette seconde phase d'étalonnage absolu $i + 1$, la moyenne des corrections laser mesurées e_{corr} donne une correction sur le gain notée L_{i+1} normalisée à L_i . L_{i+1} est représenté par le second carré bleu sur la figure (Fig. 4.1). Entre ces deux phases d'étalonnages absolus, les croix noires sur la figure (Fig. 4.1) représentent les corrections laser e_{corr} calculées quotidiennement et normalisées à L_i .

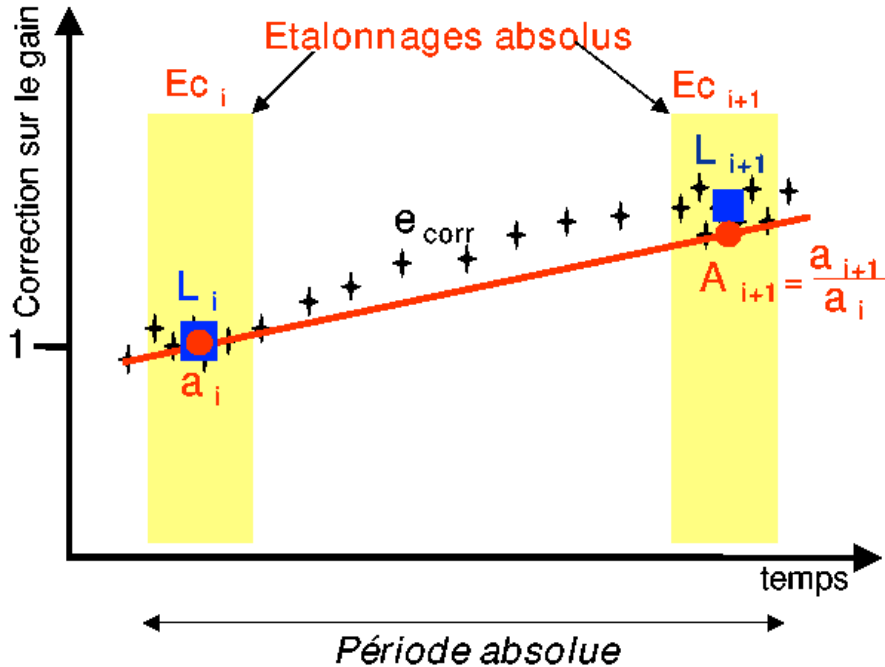


FIG. 4.1 – Principe d'application des corrections laser pour une période absolue donnée.

4.1.3 Visualisation du suivi des gains : le programme *laser_tool*

Comme nous l'avons déjà vu, le calcul des corrections laser e_{corr} à appliquer sur les gains de tous les PM peut se faire à partir des données de deux lasers et de deux PM de référence. Un programme permettant la visualisation de toutes les corrections calculées possibles pour tous les PM du calorimètre a été développé.

L'objectif de ce programme était de pouvoir visualiser de façon interactive toutes les corrections calculées en sélectionnant un PM particulier ou une voie haute tension associée à un PM donné. Le but était également de pouvoir accéder, grâce à cette visualisation, à toutes les informations relatives au calcul d'une correction e_{corr} (spectre ADC laser, pic bismuth du PM de référence associé,...).

Le programme développé, appelé *laser_tool*, utilise le logiciel ROOT [64]. L'interface graphique (Fig. 4.2) dispose d'une large zone dédiée à l'affichage des résultats. A droite, sont placés les différents *menus* servant à sélectionner le suivi des gains souhaité.

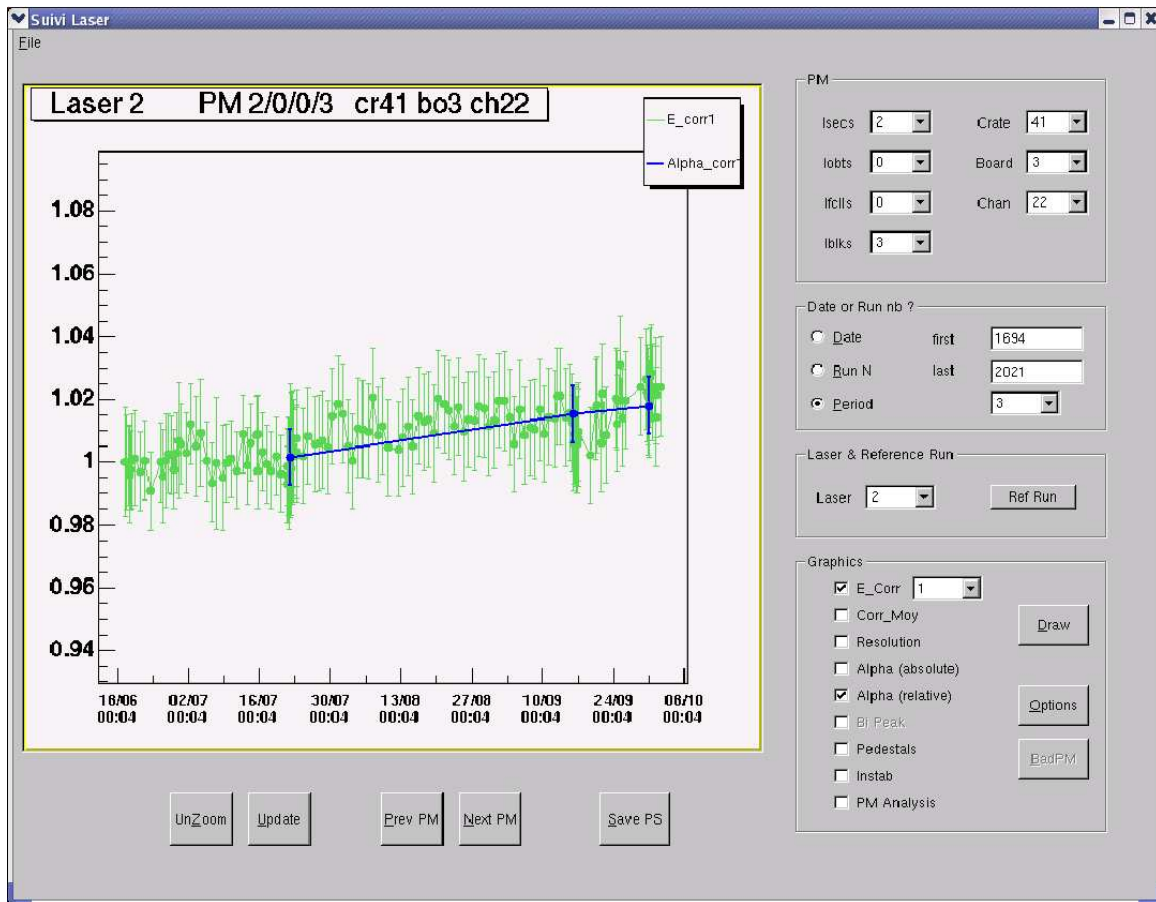


FIG. 4.2 – Interface graphique du programme *laser_tool*.

Le choix du PM à visualiser se fait soit en entrant son numéro (Isecs, Iobts, Ifccls, Iblks) (Chap. 2) soit à partir de la voie haute tension associée.

L'intervalle de temps sur lequel il est choisi de visualiser les variations de gain d'un PM peut être donné de trois manières différentes. La première se fait à partir de la saisie des dates initiale et finale de l'intervalle. La seconde méthode consiste à entrer le premier et dernier numéro de la prise de données de l'étalonnage relatif. Enfin, la dernière option correspond à la sélection de l'ensemble d'une *période*

laser à partir de son numéro.

Il est également possible de choisir de visualiser, séparément ou en même temps, les suivis des gains calculés à partir des deux lasers NEMO2 ou NEMO3. De même, les corrections e_{corr1} ou e_{corr2} (suivant le PM de référence choisi) pourront être affichées séparément ou en même temps.

En complément des corrections laser, il est possible de tracer les valeurs des gains absolus du PM sélectionné, les valeurs des ADC des pics laser (et bismuth dans le cas des PM de référence).

En cochant la case *PM analysis*, le programme procède à l'analyse du suivi à long terme de l'ensemble des PM à partir de critères que nous allons définir par la suite. Cette analyse, sauvegardée dans un fichier au format ROOT, permet d'accéder rapidement aux PM présentant un suivi problématique.

Pour réaliser les différentes fonctions présentées, le programme *laser_tool* utilise les fichiers NTUPLE créés lors de l'analyse des données laser brutes et procède à divers appels à la base de données NEMO pour récupérer essentiellement les résultats des différents étalonnages absolus.

4.1.4 Exemples de suivi des corrections laser

Les deux exemples de suivi de gain proposés montrent l'importance de la prise en compte des informations fournies par les données laser pour l'analyse des données double bêta. Sur les figures (Fig. 4.3a) et (Fig. 4.3b) est représentée, en rouge, la variation des gains mesurés lors des différents étalonnages absolus. Ces gains sont normalisés par rapport au premier gain mesuré fixé à 1. Les valeurs journalières des corrections laser, résultant des variations du gain du PM, calculées à partir des étalonnages relatifs par lumière laser sont indiquées en noir. Elles sont toutes normalisées par rapport à la moyenne des variations mesurées par le laser lors de la première phase d'étalonnage absolu. Ces moyennes laser, calculées pour chaque étalonnage absolu, sont représentées en bleu.

La figure (Fig. 4.3a) montre que les corrections sur le gain du PM 2/0/0/3 (PM 3 pouces du mur interne du calorimètre) obtenues à partir des étalonnages absolus (points rouges) évoluent faiblement sur la période choisie. Pour ce même PM, le suivi laser (points noirs) confirme cette évolution au jour le jour.

Sur la figure (Fig. 4.3b), il apparaît pour le PM 8/2/2/0 (PM 3 pouces du pétale bas) une très légère augmentation du gain (soit une diminution de la correction à appliquer) lors des étalonnages absolus (en rouge). Dans ce cas, les informations apportées par le suivi laser sont capitales. En effet, le suivi laser (en noir) montre une variation très importante du gain du PM d'un jour sur l'autre qui doit être pris en compte dans l'analyse des données double bêta.

Ces exemples illustrent l'importance du suivi laser pour l'analyse des données de NEMO 3. Dans le cas du PM 2/0/0/3 (Fig. 4.3a), les corrections calculées avec les données laser seront appliquées au PM pour l'analyse des données double bêta. En revanche, compte tenu des variations trop importantes de gain observées avec le laser, le PM 8/2/2/0 (Fig. 4.3b) sera retiré lors de l'analyse double bêta.

4.2 Calcul des corrections laser e_{corr}

Les données prises lors des étalonnages relatifs sont sauvegardées sous le format NTUPLE. Des critères adaptés aux conditions d'acquisition (§3.4.5) vont permettre de sélectionner, dans ces NTUPLE, les événements utiles à la reconstruction des distributions ADC des 1946 compteurs (1940 compteurs de NEMO3 et 6 PM de référence).

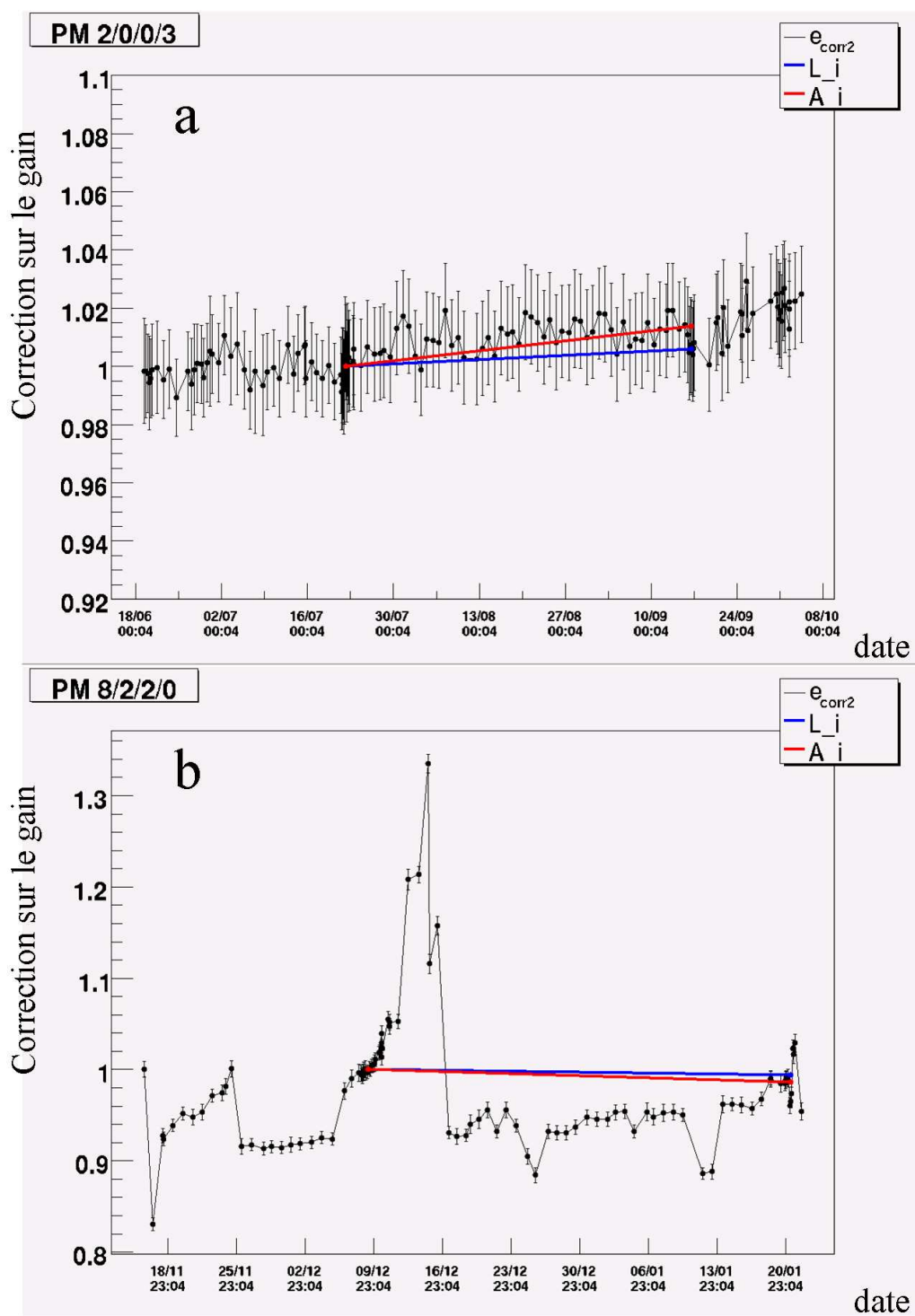


FIG. 4.3 – Variation au cours du temps de la correction e_{corr} à appliquer sur le gain du PM 2/0/0/3 (a) et du PM 8/2/2/0 (b) obtenue à partir des données laser (en noir). La courbe bleue relie les moyennes des corrections laser calculées au cours des étalonnages absolus. La variation du gain du PM mesurée lors des différents étalonnages absolus est représentée en rouge.

4.2.1 Reconstruction des distributions ADC

Un programme, écrit en Fortran [42], va lire chaque événement d'une prise de données laser et reconstruire la distribution des ADC laser de chacun des 1940 photomultiplicateurs du calorimètre ainsi que ceux des PM de référence.

La distinction entre un signal produit par la lumière laser, un signal provenant de la source de ^{207}Bi (dans le cas des PM de référence) et tout autre signal parasite se fait à partir de la multiplicité d'un événement. La multiplicité correspond au nombre de compteurs du calorimètre ayant déclenché par événement. La figure (Fig. 4.4) montre la distribution de cette multiplicité pour l'ensemble des événements d'une prise de données laser. On observe un pic au-delà de 1800 qui correspond au nombre total de PM (calorimètre et PM de référence) en fonctionnement. La multiplicité égale à un, correspond aux événements créés par les électrons des sources de ^{207}Bi des PM de référence. Les événements ayant une multiplicité compris entre 2 et 300, sont dûs à des signaux parasites enregistrés par les PM.

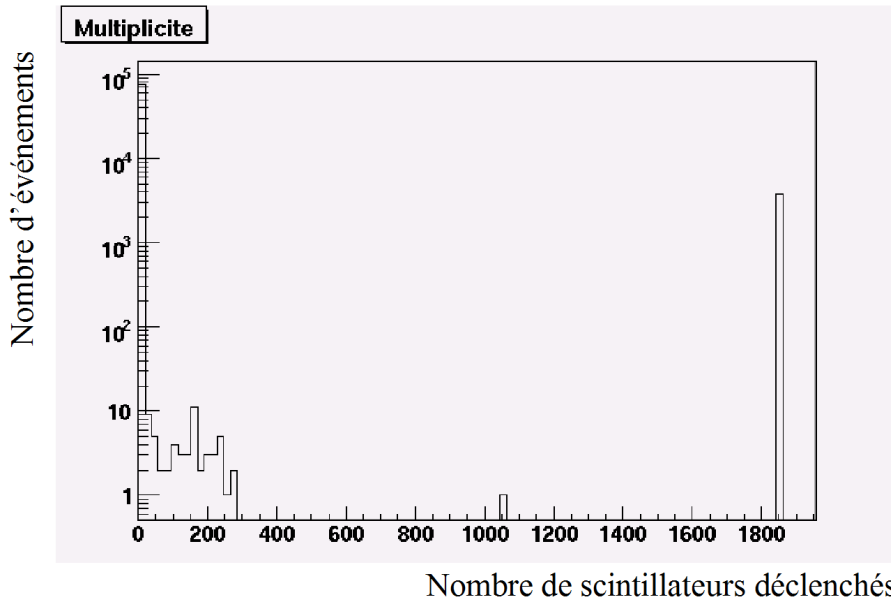


FIG. 4.4 – Distribution du nombre de photomultiplicateurs touchés par événement (multiplicité) lors d'un étalonnage relatif par lumière laser.

Lors de la reconstruction des distributions des ADC des 1946 PM, en ne sélectionnant que les événements dont la multiplicité est égale à un ou bien égale à la multiplicité maximale atteinte lors de l'étalonnage relatif analysé, nous sélectionnons ainsi les données utiles à l'étalonnage, respectivement les données bismuth et les données laser.

4.2.2 Détermination des pics laser et bismuth

L'analyse des distributions ADC reconstruites, comme précédemment défini, va permettre de déterminer la valeur de la position des pics laser C_l et bismuth C_{Bi}^{Ref} :

- Position de l'ADC du pic laser C_l :

Après reconstruction des spectres ADC laser de chaque PM, les distributions sont ajustées par une gaussienne, comme le montre la figure (Fig. 4.5). L'erreur associée à C_l est inférieure au pour cent.

La valeur moyenne de la distribution gaussienne correspond au paramètre C_l utilisé dans le calcul des corrections e_{corr} . Rappelons que la quantité de lumière délivrée à chaque PM a été ajustée au moyen des équilibreurs de façon à correspondre à une énergie d'environ 1 MeV (§3.4.2)

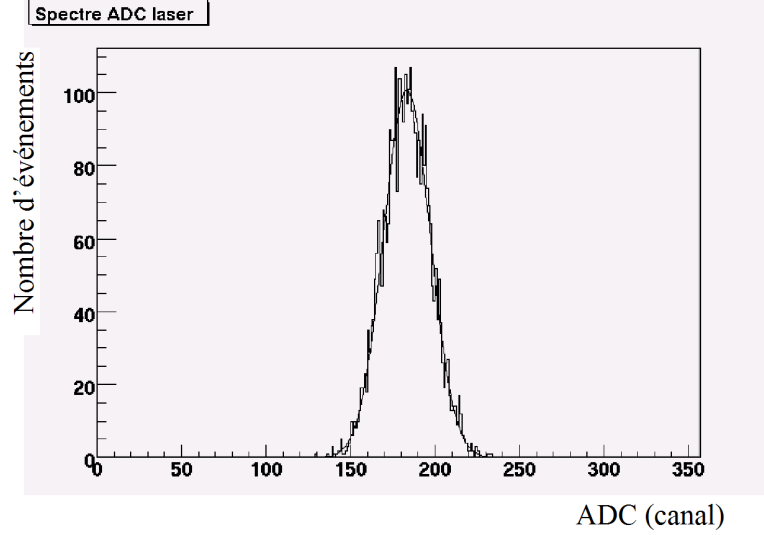


FIG. 4.5 – Spectre ADC laser d'un PM du calorimètre. La courbe continue correspond à l'ajustement de la distribution ADC par une gaussienne.

- Position de l'ADC du pic bismuth C_{Bi}^{Ref} :
Pour obtenir la position de l'électron de 976 keV du ^{207}Bi , qui correspond à la variable expérimentale C_{Bi}^{Ref} , la distribution ADC est déconvoluée en trois composantes (Fig. 4.6).

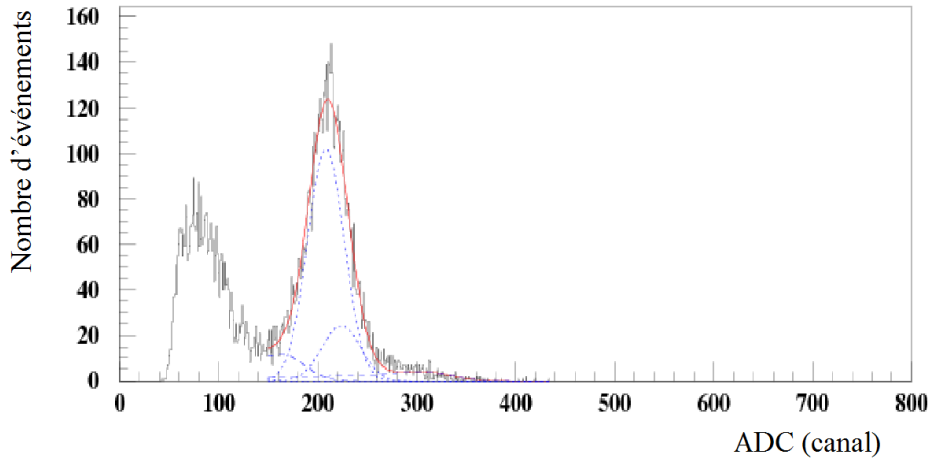


FIG. 4.6 – Ajustement de la position de l'électron de 976 keV du ^{207}Bi enregistré avec un des PM de référence.

Cette déconvolution permet de tenir compte de l'électron de 1048 keV de la couche L, de l'électron de 976 keV de la couche K et du front Compton du rayonnement γ de 1064 keV .
L'erreur associée au résultat de la position de l'électron de 976 keV est de 0,1% [42].

L'ensemble des informations relatives à l'interpolation de ces distributions (valeur moyenne, sigma, χ^2 ,...) est enregistré et sera utilisé pour le calcul des corrections e_{corr} ainsi que pour évaluer la qualité de chaque prise de données laser pour chaque PM (§4.3).

4.2.3 Choix du laser

La comparaison des suivis des gains des PM calculés à partir des données fournies par le laser NEMO2 ou par le laser NEMO3 n'a pas montré de différences significatives. Cependant, à plusieurs reprises, les données prises avec le laser NEMO3 se sont révélées de moins bonne qualité que celles enregistrées avec le laser NEMO2. Les différences observées portaient essentiellement sur la valeur moyenne de l'intensité lumineuse délivrée par le laser. En effet, le laser NEMO3 a présenté une baisse de luminosité, au cours de temps, plus importante que celle du laser NEMO2. Ce laser NEMO3 a d'ailleurs dû être réparé à plusieurs reprises, puis finalement remplacé, en juillet 2006, par un laser semblable au laser NEMO2. De ce fait, seules les données enregistrées avec le laser NEMO2 seront utilisées dans le calcul des corrections laser e_{corr} .

4.2.4 Choix du PM de référence : e_{corr1} ou e_{corr2}

Pour chaque type de PM, 3 pouces ou 5 pouces, deux corrections, e_{corr1} et e_{corr2} , sont calculées à partir des données enregistrées par deux PM de référence (deux PM de référence associés aux PM 3 pouces et deux PM de référence pour les PM 5 pouces). Dans l'analyse des données double bêta, seule une des deux corrections e_{corr1} ou e_{corr2} sera utilisée.

La figure (Fig. 4.7) montre les variations de l'intensité de la lumière laser NEMO2 mesurée par chacun des PM de référence associés aux PM de taille 3 pouces.

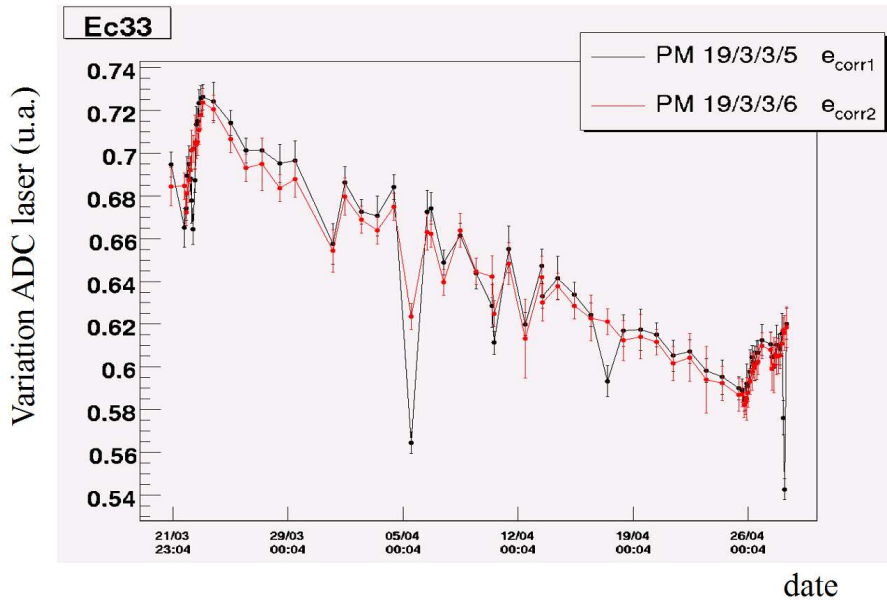


FIG. 4.7 – Variation au cours du temps de la position du pic ADC laser des PM de référence utilisés pour les calculs des corrections e_{corr1} (noir) et e_{corr2} (rouge) des PM 3 pouces sur la période absolue Ec33.

Les deux PM de référence montrent une baisse continue de l'intensité de la lumière laser. En comparant les variations de l'intensité de la lumière laser vues par les deux PM de référence, il apparaît que l'un

des PM (PM 19/3/3/5 servant au calcul de la correction e_{corr1}) présente de brusques variations, d'une prise de données à l'autre, non observées avec l'autre PM de référence.

La figure (Fig. 4.8) montre, pour la même période de mesure, la moyenne quotidienne des corrections calculées e_{corr1} et e_{corr2} pour l'ensemble des PM 3 pouces du calorimètre.

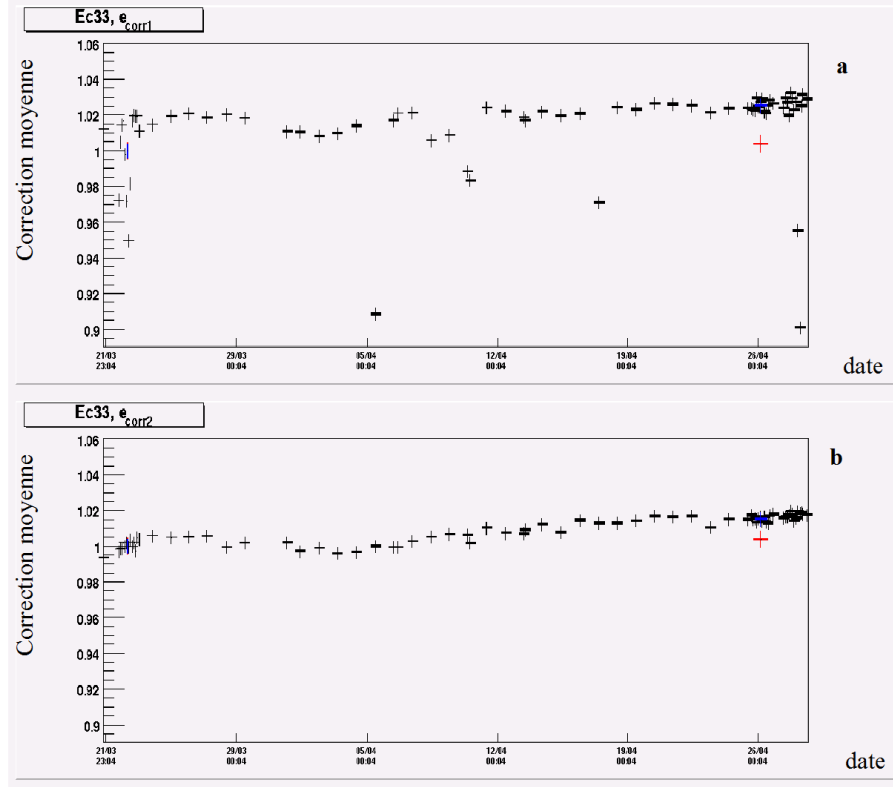


FIG. 4.8 – Moyenne quotidienne des corrections laser e_{corr1} (a) et e_{corr2} (b) pour l'ensemble des PM 3 pouces sur la *période absolue* Ec33. En rouge sont également données les moyennes des variations des gains absolus de l'ensemble des PM 3 pouces et en bleu les moyennes des gains relatifs obtenues à partir du calcul des corrections e_{corr} des PM 3 pouces.

Nous voyons que les corrections obtenues avec le PM de référence 19/3/3/5 (e_{corr1}) présentent d'importantes variations liées aux variations observées d'intensité lumineuse vue par ce PM de référence. Il apparaît donc que ce PM, servant au calcul de e_{corr1} , bien qu'ayant un gain stable (la variation au cours du temps du pic bismuth pour ce PM est représentée sur la figure (Fig. 4.9), ne permet de calculer correctement les corrections laser.

L'origine de cette différence d'intensité lumineuse observée entre les deux PM de référence n'a pas encore été identifiée. Plusieurs hypothèses expliquant cette différence sont en cours d'étude (§4.3.3.3).

Le même phénomène a été observé, à deux reprises, sur une même *période absolue*, pour le PM de référence utilisé par le calcul e_{corr1} des PM 5 pouces du calorimètre.

Nous appliquerons donc, dans l'analyse des données double bêta, les corrections e_{corr2} pour les PM de type 3 et 5 pouces.

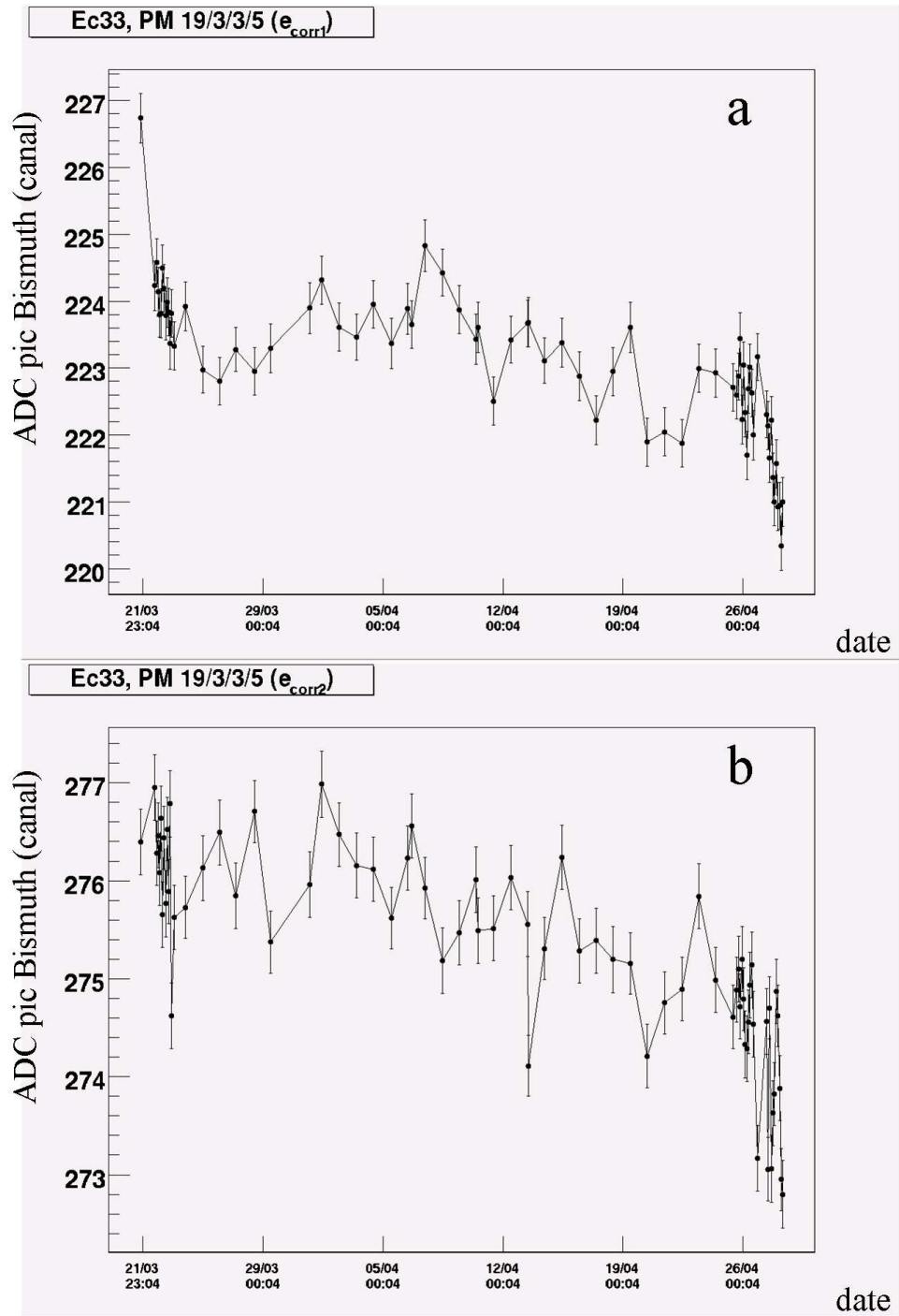


FIG. 4.9 – Variation au cours du temps de la position du pic bismuth du PM de référence utilisé pour les calculs des corrections e_{corr1} (a) et du PM de référence servant au calcul de e_{corr2} (b) pour les PM 3 pouces sur la période absolue Ec33.

4.3 Critères de confiance sur les corrections laser e_{corr}

Afin d'apprécier la qualité des corrections laser, un certain nombre de paramètres va systématiquement être étudié pour chaque PM et chaque prise de données.

4.3.1 Contrôle statistique des données laser ($flag_stat$)

Définition de la variable $flag_stat$

L'étude statistique des spectres laser ADC permet d'attribuer un critère de qualité sur les corrections calculées [42] [54]. Ainsi, à chaque étalonnage relatif et pour chacun des 1946 photomultiplicateurs, une variable $flag_stat$ est définie afin de donner un critère de confiance sur les données laser.

Quatre paramètres sont utilisés pour définir la valeur attribuée au paramètre $flag_stat$:

- le nombre d'entrées du spectre ADC. Un nombre d'entrées inférieur à celui demandé par l'acquisition peut être dû à un gain trop faible ou à un problème de transmission de la lumière laser.
- la valeur moyenne de l'ADC qui doit être comprise entre les canaux 50 et 1000. En effet, ce choix est imposé afin de garantir que la déviation par rapport à la linéarité de la réponse des photomultiplicateurs soit inférieure à un pour cent. Prendre une valeur minimale de l'ADC au canal 50 permet de s'assurer que le signal est bien au-dessus du piédestal.
- l'ajustement du spectre laser par une gaussienne permet de qualifier la forme de spectre à partir du χ^2 . L'asymétrie γ définie par l'expression (4.8) sert également à qualifier la distribution.

$$\gamma = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^3}{\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{n} (x_i - \bar{x})^{\frac{3}{2}} \right)} \quad (4.8)$$

où \bar{x} est la valeur moyenne de la distribution des n variables x_i correspondant au spectre ADC.

Un spectre ADC ayant un mauvais χ^2 ou une trop grande asymétrie peut être causé, par exemple, par une instabilité du PM ou de la lumière laser.

L'étude des distributions des χ^2 et des asymétries [42] a permis de fixer les valeurs limites acceptables : χ^2 doit être inférieur à 2 et l'asymétrie γ comprise entre $-0,5$ et $0,5$.

- les événements présents à 5σ de la gaussienne de largeur σ servant à ajuster le spectre ADC sont considérés hors du spectre laser. Ces événements peuvent être dûs à la somme d'une impulsion laser avec un signal fortuit en coïncidence.

La variable $flag_stat$, associée à chacun des 1946 PM, dépend donc des résultats de l'étude de ces paramètres. Cette variable est codée de façon à connaître spécifiquement chaque défaut du spectre ADC. Le tableau (Tab. 4.2) résume les valeurs possibles de $flag_stat$ suivant les cas rencontrés. Par exemple, une valeur de $flag_stat$ égale à 1 indique que la distribution ADC laser est idéale, tandis qu'une valeur $flag_stat$ égale à 10 informe que la valeur moyenne de l'ADC laser est trop faible.

Le tableau (Tab. 4.3) donne, pour les *périodes laser* disposant d'au moins deux étalonnages absolus, le pourcentage de spectres ADC laser ne correspondant pas aux principaux critères de confiance pris en compte pour définir le paramètre $flag_stat$. Nous voyons que moins de 2% des prises de données laser sont rejetées par le critère $flag_stat$. Les PM sont essentiellement éliminés à cause d'une position moyenne du pic ADC laser trop faible.

$$flag_stat = E3/E2/E1/X$$

$X=1$ $X=0$	Bon spectre ADC laser si E3 ou E2 ou E1 $\neq 0$	
E1 : Entrées	E2 : ADC	E3 : Distribution ADC (Asymétrie et χ^2)
1 : Pas d'entrées	1 : ADC<50	1 : > 1 événement à 5σ
2 : Mauvais nb d'entrées	2 : ADC>1000	2 : Asymétrie (>0,5 ou <-0,5)
3 : Underflow	3 : $\frac{\sigma(ADC)}{ADC} > 2\%$	3 : Asymétrie (>0,5 ou <-0,5) + 1 evt à 5σ
4 : Overflow	4 : ADC<50 + $\frac{\sigma(ADC)}{ADC} > 2\%$	4 : $\chi^2 > 2$
5 : Mauvais nb d'entrées + Underflow	5 : ADC>1000 + $\frac{\sigma(ADC)}{ADC} > 2\%$	5 : $\chi^2 > 2$ + 1 événement à 5σ
6 : Mauvais nb d'entrées + Overflow		$\chi^2 > 2$ + Asymétrie
7 : Underflow + Overflow		$\chi^2 > 2$ + Asymétrie + 1 evt à 5σ
8 : Underflow + Overflow + Mauvais nb d'entrées		

TAB. 4.2 – Définition du paramètre *flag_stat*.

Période laser	<i>flag_stat</i> $\neq 1$ (%)	Pas d'entrée (%) $E1 = 1$	Mauvais nb d'entrées (%) $E1 = 2$	ADC (%)		$\chi^2 > 2$ (%) $E3 = 4$
				<50 $E2 = 1$	>1000 $E2 = 2$	
2	1,31	0,33	0,45	0,65	0,05	0,23
3	1,23	0,40	0,34	0,71	0,03	0,27
4	1,71	0,01	0,12	1,45	0,21	0,21
5	1,92	0,80	0,29	0,95	0,05	0,34
6	1,38	0,30	0,43	0,95	0	0,45
7	1,55	0,15	0,32	1,18	0,04	0,42
10	1,61	0,28	0,33	0,98	0	0,48
12	2,06	1,02	0,29	0,72	0	0,43

TAB. 4.3 – Pourcentages de spectres ADC associés à la valeur *flag_stat* $\neq 1$ et contribution des principaux critères entraînant le rejet des spectres ADC laser, pour les *périodes laser* comportant au moins deux étalonnages absolus.

Remarque : Le programme d'analyse des données laser étudie de la même manière les distributions en temps TDC de chaque PM pour chaque étalonnage relatif. L'exploitation de ces données est encore en cours d'étude dans la collaboration.

Illustration de l'importance du critère $flag_stat$

La figure (Fig. 4.10a) représente les corrections laser à appliquer sur le gain du PM 10/3/3/2 (PM 5 pouces du pétale haut de NEMO 3) au cours de la période absolue $Ec5$.

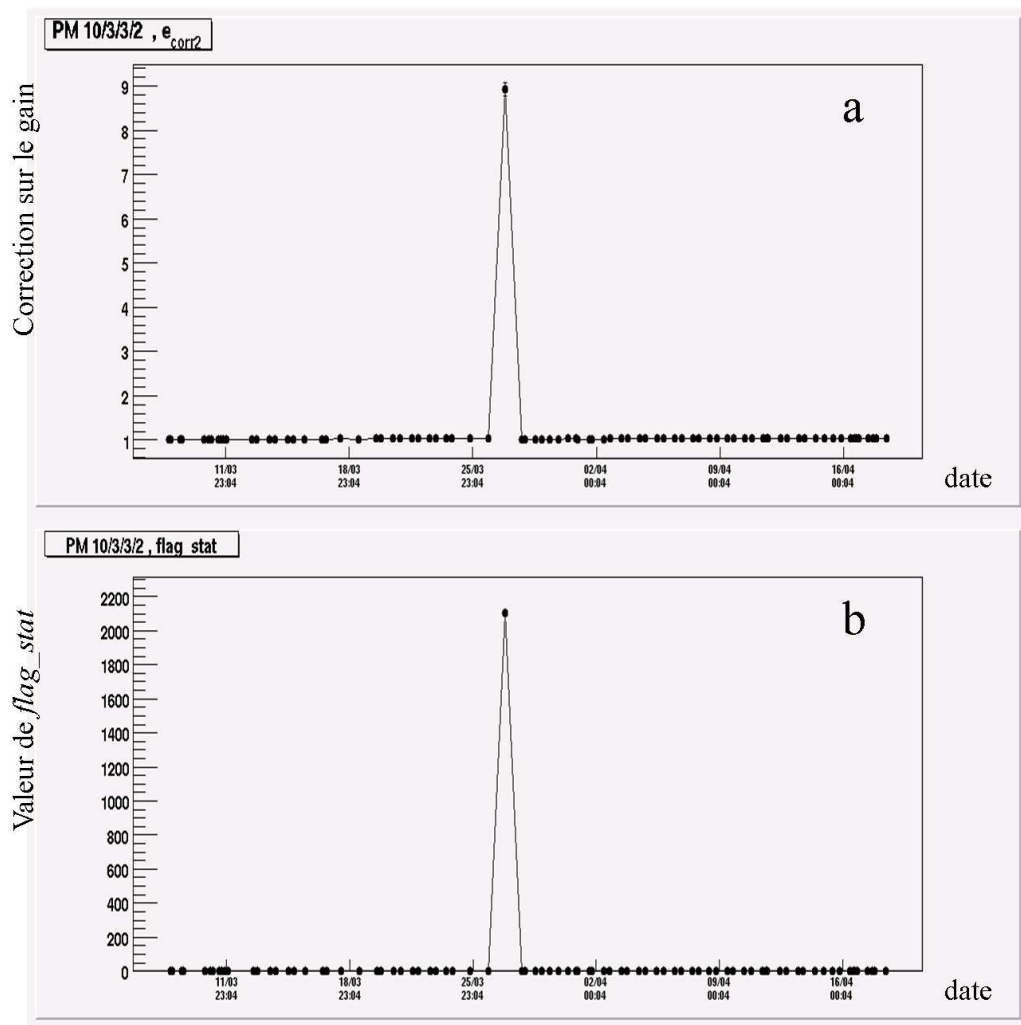


FIG. 4.10 – a) Corrections laser au cours du temps du PM 10/3/3/2 sur la *période absolue* $Ec5$. b) Variable ($flag_stat$) associée à chacune des corrections laser du PM 10/3/3/2 pour la même *période absolue*.

Cette figure montre une modification importante de gain lors d'une prise de données laser enregistrée le 27 mars 2003. A cette date, la correction à appliquer sur le gain de ce PM est proche de 9. Cette correction pourrait traduire une diminution du gain de 900%. En réalité, cette valeur est liée à une mauvaise qualité des données laser. En effet, la figure (Fig. 4.10b) donne les valeurs du paramètre $flag_stat$ (Tab. 4.2) associée à chacune des corrections laser pour la période étudiée. Nous pouvons

remarquer que la valeur $flag_stat$ associée à la correction $e_{corr} \approx 9$ est égale à 2100. Ceci indique, qu'à cette date, la forme du spectre ADC laser présente une asymétrie supérieure à 0,5 ou inférieure à la limite fixée à -0,5 ainsi qu'un spectre ADC moyen inférieur à 50. C'est ce dernier critère qui entraîne un mauvais ajustement de la distribution ADC laser et donc une mauvaise valeur de correction. Ce PM sera rejeté dans l'analyse double bêta pour l'intervalle de temps correspondant à cet étalonnage relatif.

4.3.2 Stabilité à court terme des gains ($flag_jump$)

La fréquence quotidienne des étalonnages nous permet de suivre, au jour le jour, les gains des 1940 PM du calorimètre. Un des critères pris en compte pour qualifier le suivi laser d'un PM est la stabilité du gain d'un jour sur l'autre. En effet, lors d'une variation de gain trop importante, il ne serait pas correct d'appliquer la correction laser obtenue ponctuellement sur toute la durée des données double bêta associées à cette correction laser. Ainsi, lorsqu'une variation de gain entre deux prises de données laser est supérieure à 5 % (c'est-à-dire au-delà des erreurs statistiques sur le calcul des corrections laser), deux cas seront distingués :

- la brusque variation du gain peut s'expliquer par une perturbation expérimentale connue et dont la répercussion sur le gain du compteur est attendue. Dans ce cas, le PM sera retiré de l'analyse seulement pour la période correspondant à cet étalonnage relatif (environ 24 heures), $flag_jump = 2$.
- la variation de gain n'est pas identifiée. Dans ce cas, le PM sera retiré sur l'ensemble de la *période absolue* considérée. Ce choix, bien que drastique, a été motivé par le désaccord observé entre le suivi des gains obtenu par le laser et celui mesuré par les étalonnages absolus (§4.3.3), $flag_jump = 3$.

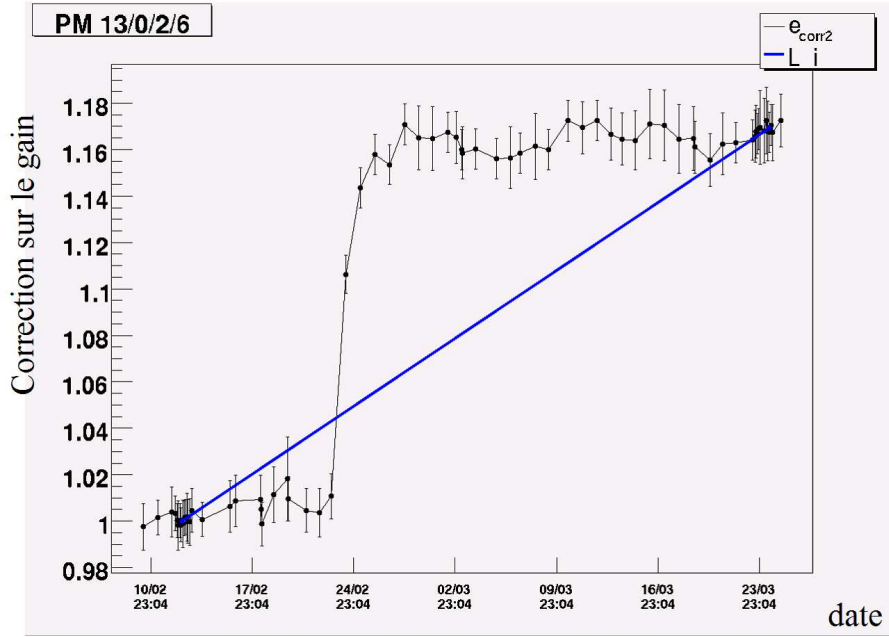
Par défaut, la valeur du paramètre $flag_jump$ est égale à 1.

Remarque : Pour déterminer si la variation de gain est provoquée par une modification connue des conditions expérimentales, telles qu'une brève coupure d'une des cartes haute-tension des PM, une augmentation de la température dans le Laboratoire ..., nous faisons appel aux statuts des données expérimentales double bêta prises juste après l'étalonnage relatif mis en cause. Ce statut reflète les conditions de fonctionnement du détecteur NEMO3 pendant, et 24 heures avant, la prise de données double bêta.

Illustration du critère $flag_jump$

La figure (Fig. 4.11) montre un exemple de suivi des corrections laser présentant une variation supérieure à 5% d'un jour sur l'autre. En effet, le suivi du PM 13/0/2/6 (PM 3 pouces du mur interne) montre, le 24 février, une variation importante de la correction à appliquer sur le gain de ce PM par rapport à celle mesurée le jour précédent.

Un contrôle des données laser montre que cette correction présente tous les critères de qualité statistique ($flag_stat$) imposés. De plus, à cet étalonnage relatif est associée une série de prises de données double bêta réalisée dans de bonnes conditions expérimentales. Compte tenu de ces informations, nous pouvons conclure, pour le moment, à une modification brutale du gain au cours de la *période absolue* analysée. Nous verrons (Fig. 4.15) qu'en réalité, aucune variation de gain n'est mesurée pour ce PM avec les étalonnages absolus. Ce PM, présentant une brusque variation de gain observée uniquement avec le laser, sera retiré dans l'analyse des données double bêta.

FIG. 4.11 – Suivi laser du PM 13/0/2/6 sur la *période absolue* Ec15.

4.3.3 Comparaison entre étalonnages absolus et relatifs (Δla)

4.3.3.1 Définition du paramètre Δla

L'accord entre le suivi laser et les étalonnages absolus est le critère nécessaire pour appliquer les corrections laser avec confiance.

Pour quantifier cet accord nous définissons la variable Δla . Rappelons que pour une *période absolue* donnée, il existe deux corrections sur le gain absolu, $A_i = a_i$ et A_{i+1} mesurées respectivement lors de l'étalonnage absolu i et $i+1$ (Fig. 4.1). De même, nous avons défini deux corrections laser moyennes, L_i et L_{i+1} , calculées à partir des données laser acquises pendant toute la durée des phases d'étalonnages absolus i et $i+1$. La comparaison entre les corrections sur le gain obtenu par étalonnage absolu A_{i+1} et obtenu par laser L_{i+1} , est évaluée par le paramètre Δla . Δla correspond, pour un PM donné, au rapport entre L_{i+1} et A_{i+1} :

$$\Delta la = \frac{L_{i+1}}{A_{i+1}} \quad (4.9)$$

Les figures (Fig. 4.12) et (Fig. 4.13) donnent les distributions du paramètre Δla pour l'ensemble des PM respectivement de taille 3 pouces et de type 5 pouces pour les corrections e_{corr1} et e_{corr2} . Ces distributions sont obtenues à partir du laser NEMO2 et pour toutes les *périodes absolues* comprises entre mars 2003 et mai 2006.

A partir de ces quatre spectres, nous constatons que quelle que soit la correction utilisée et le type de PM, les valeurs moyennes des distributions Δla sont semblables et en moyenne toutes supérieures à 1. Le suivi laser a tendance à surestimer, de 1 pour cent en moyenne, la correction à appliquer sur les gains des PM, et donc sous-estimer les gains par rapport à ceux mesurés lors des étalonnages absolus. De plus, il est important de noter que pour un nombre réduit de PM, le désaccord entre le suivi laser et les étalonnages absolus peut être important et atteindre plus de 10%. Ce désaccord est observé avec la même amplitude pour les deux corrections e_{corr1} et e_{corr2} et par les deux lasers NEMO2 et NEMO3.

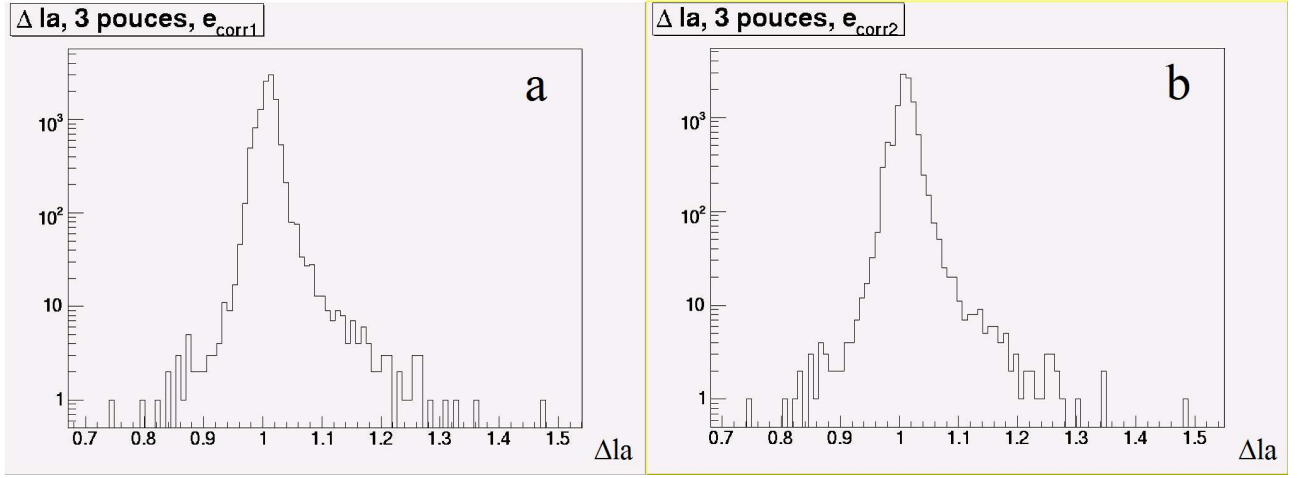


FIG. 4.12 – Distribution du paramètre Δla comparant le suivi laser (e_{corr1} (a) et e_{corr2} (b)) et le suivi absolu des gains des PM 3 pouces du calorimètre.

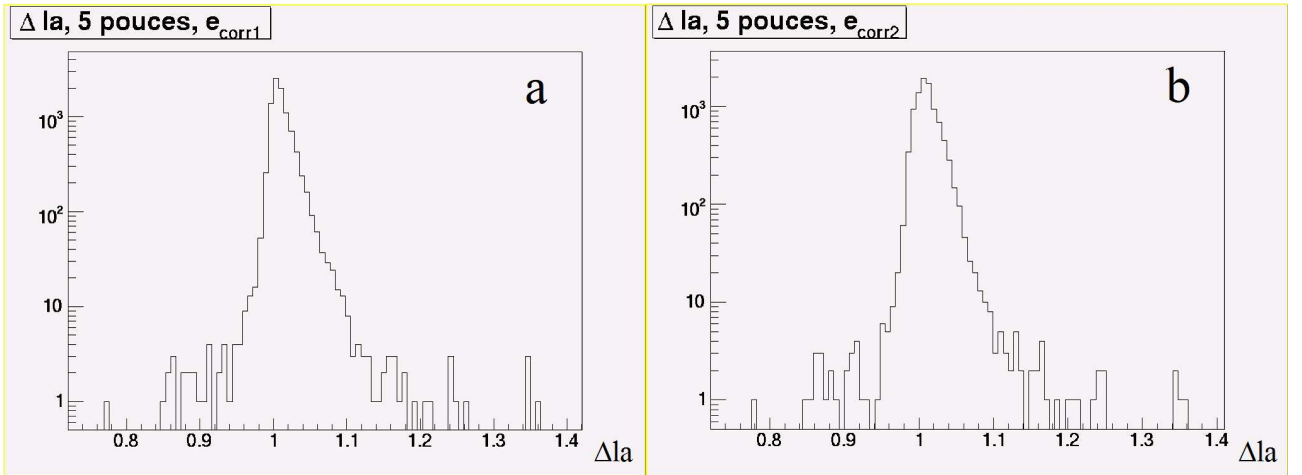


FIG. 4.13 – Distribution du paramètre Δla comparant le suivi laser (e_{corr1} (a) et e_{corr2} (b)) et le suivi absolu des gains des PM 5 pouces du calorimètre.

Le détail des distributions Δla indique, qu'en moyenne, sur toutes les *périodes absolues* prises en compte, le laser permet de suivre 90% des PM à mieux que 3% par rapport aux étalonnages absolus.

L'étude des PM en fort désaccord entre les étalonnages laser et absolus a montré qu'il n'y avait pas de reproductibilité sur les PM concernés d'une *période absolue* à une autre. Compte tenu de l'erreur sur la détermination des corrections laser ($\pm 2\%$) et sur le gain absolu ($\pm 1\%$) nous considérerons, par la suite, qu'il existe, pour un PM donné, un désaccord entre le suivi laser et l'étalonnage absolu si $|\Delta la| > 3\%$.

Avant de tenter d'expliquer ce désaccord (§4.3.3.3), un certain nombre d'exemples de suivis laser va être présenté.

4.3.3.2 Exemples de suivi des corrections laser

Les quatre exemples qui vont être donnés vont permettre d'illustrer les cas typiques de suivis des corrections laser observés, en accord ou en désaccord avec l'étalonnage absolu.

- Le premier exemple reprend le suivi du PM 2/0/0/3 (Fig. 4.3a). Sur cet exemple, ont été reportées, en rouge, l'évolution des gains déterminés par les deux étalonnages absolus de la période considérée et, en bleu, les valeurs moyennes des corrections laser calculées pendant ces deux phases d'étalonnages et normalisées par rapport au premier des deux étalonnages absolus. Toutes les corrections laser de ce suivi respectent les critères de qualité définis par *flag_stat* et *flag_jump*. Sur cette figure, nous voyons que l'accord Δla est meilleur que le pour cent.
- Le second exemple correspond au suivi de PM 18/0/0/1 (PM 3 pouces du mur interne) (Fig. 4.14). Tout comme l'exemple précédent, toutes les corrections laser de ce suivi sont conformes aux critères *flag_stat* et *flag_jump*. L'accord Δla est également meilleur que le pour cent malgré la baisse importante du gain.



FIG. 4.14 – Suivi au cours du temps des corrections à appliquer sur le gain du PM 18/0/0/1 obtenues par étalonnage laser et absolu (normalisé à 1) sur la période absolue *Ec5*.

- Le troisième exemple (Fig. 4.15) montre le suivi du PM 13/0/2/6, déjà présenté pour illustrer les sauts de gain inexplicables (§4.3.2). En y ajoutant les valeurs normalisées des variations de gains absolus (en rouge), un très fort désaccord (Δla supérieur à 15%) entre le suivi laser et les étalonnages absolus est observé. En effet, les étalonnages absolus montrent un gain relativement stable contrairement aux données laser qui semblent indiquer une chute de gain de plus de 15%. Cet exemple est typique des problèmes de forts désaccords observés avec le laser.

La figure (Fig. 4.16) reprend ce même suivi pour les deux corrections e_{corr1} et e_{corr2} mesurées avec le laser NEMO2 (graphique du haut) et le laser NEMO3 (courbes du bas).

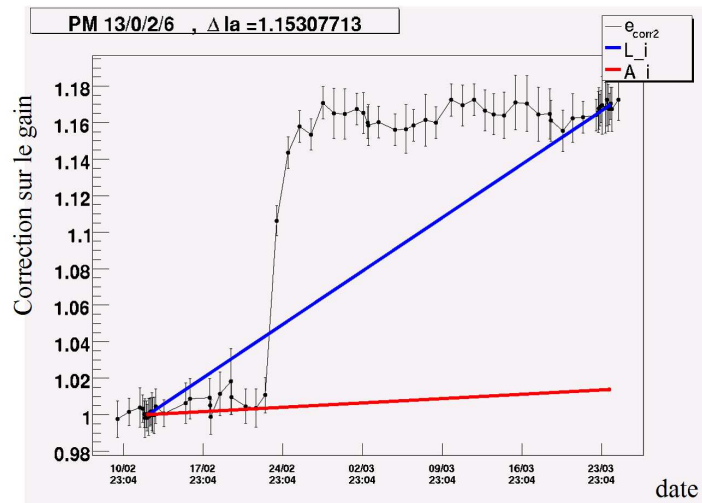


FIG. 4.15 – Suivi au cours du temps des corrections à appliquer sur le gain du PM 13/0/2/6 obtenues par étalonnage laser et absolu (normalisé à 1) sur la *période absolue* Ec15.

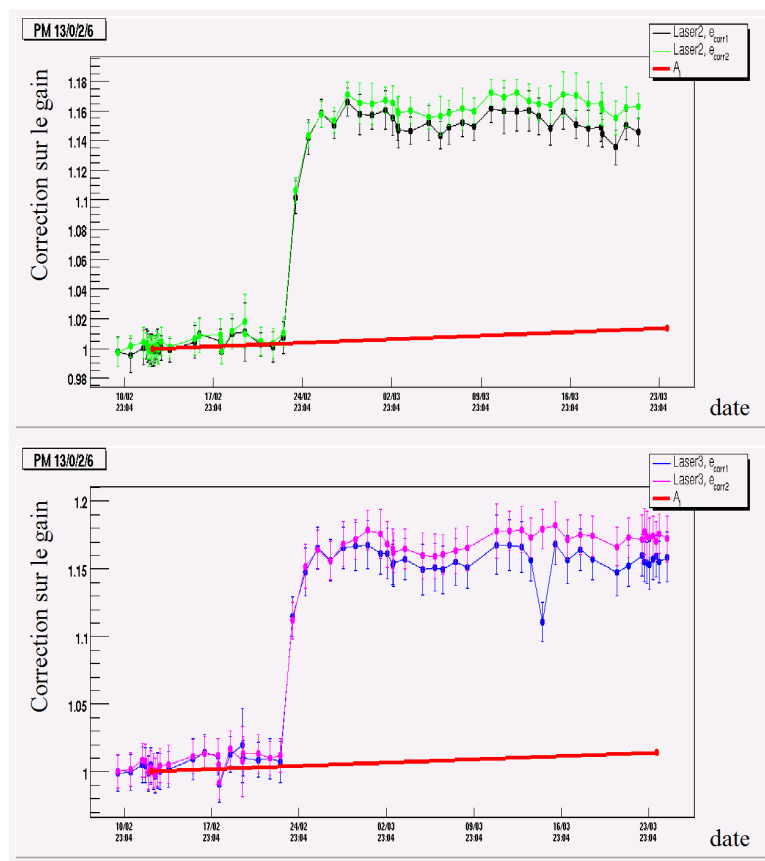


FIG. 4.16 – Suivis des corrections laser e_{corr1} et e_{corr2} du PM 13/0/2/6 obtenus à partir du laser NEMO2 (figure du haut) et du laser NEMO3 (figure du bas) et variations de gains absolus (en rouge) pour la *période absolue* Ec15.

Nous voyons que le phénomène est identique quels que soient la correction e_{corr1} ou e_{corr2} ou le laser. Ceci plaide en faveur d'un éventuel problème de transmission de la lumière entre le scintillateur de mise en forme et le guide de lumière du PM 13/0/2/6. Pour ce PM, une intervention technique [53] a mis en évidence qu'une extrémité de la fibre optique du PM n'était pas collée à l'intérieur du support en cuivre situé au niveau du guide de lumière. La possibilité d'un éventuel déplacement de la fibre, soumise à son propre poids, a été envisagée. En effet, ce déplacement entraînerait une baisse de la luminosité envoyée dans le guide de lumière de ce PM qui se traduirait par la diminution du gain observé avec le laser. Depuis, les fibres du mur interne du calorimètre (exclusivement des PM de type 3 pouces) ont été toutes recollées. Ce PM n'a alors plus présenté de problème. Malheureusement, le désaccord entre les étalonnages laser et absolu pour les PM de type 3 pouces a persisté ce qui n'a pas permis de conclure à une amélioration réelle apportée par cette intervention.

En conclusion, au travers de cet exemple et comme indiqué dans le paragraphe (4.3.2), nous voyons que tout saut de gain important doit être pris en compte et que le calcul de Δla est un paramètre important pour évaluer la qualité du suivi laser. Au vu de ces différents critères (*flag_jump* et Δla), ce PM ne sera pas conservé dans l'analyse des données double bêta (§4.5).

- Le dernier exemple montre les corrections à appliquer sur le gain du PM 12/3/3/2 (PM 3 pouces du pétale haut) pour la *période absolue Ec8* (Fig. 4.17). Le suivi laser indique une diminution progressive et continue du gain de ce PM sur l'ensemble de la période. Les étalonnages absolus montrent, quant à eux, un désaccord Δla avec le suivi laser de l'ordre de 8%. Au vu de ce paramètre, nous ne pouvons appliquer les corrections laser ainsi calculées. Aucune variation brusque n'est présente. Dans un tel cas, nous choisirons, par la suite, de conserver le PM dans l'analyse en corrigeant la déviation continue du suivi laser de façon à le faire coïncider avec les étalonnages absolus (§4.4).

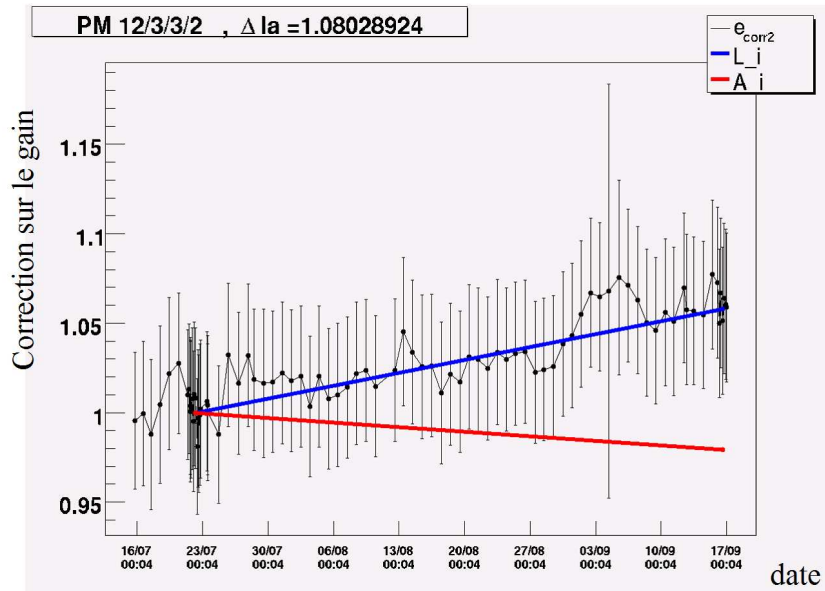


FIG. 4.17 – Suivi au cours du temps des corrections à appliquer sur le gain du PM 12/3/3/2 obtenues par étalonnage laser et absolu (normalisé à 1) sur la *période absolue Ec8*.

4.3.3.3 Explications possibles du désaccord entre les étalonnages laser et absolus

Les distributions Δla (Fig. 4.12) et (Fig. 4.13) montrent que quels que soient le type de PM ou de corrections utilisés, le suivi laser a tendance à sous-estimer les gains des PM.

La figure (Fig. 4.18) montre l'évolution, en fonction du temps, du nombre de PM pour lesquels il existe un désaccord entre les étalonnages relatifs et absolus de plus de 3%.

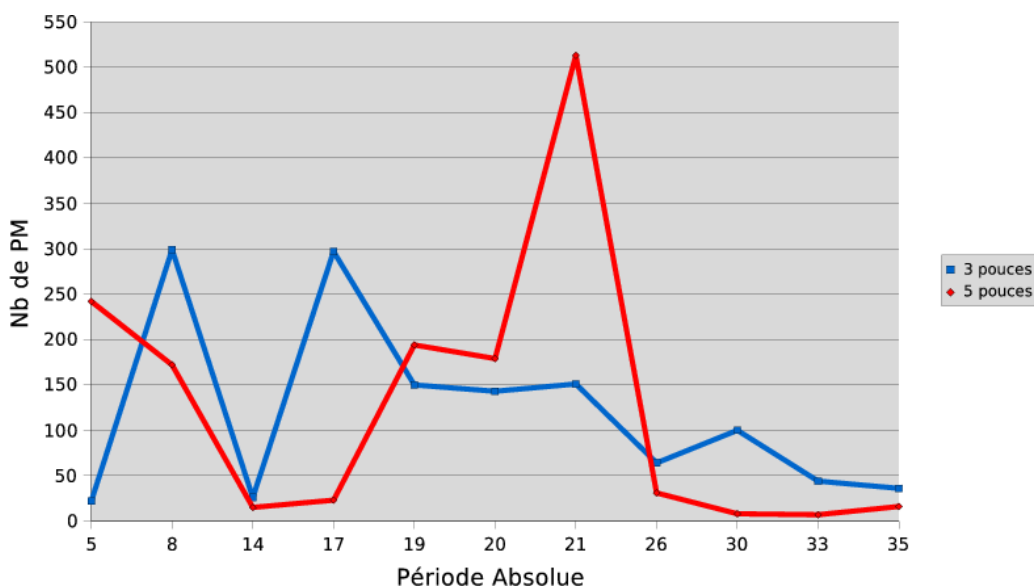


FIG. 4.18 – Evolution du nombre de PM présentant un désaccord $|\Delta la|$ supérieur à 3% au cours des différentes *périodes absolues* prises en compte entre février 2003 et mai 2006. Les courbes bleue et rouge correspondent respectivement aux PM 3 et 5 pouces. Les désaccords Δla sont obtenus en prenant les corrections e_{corr2} .

Plusieurs causes ont été mises en doute pour expliquer ces PM *pathologiques*.

Une première cause est la rotation, avant chaque étalonnage relatif, des disques atténuateurs servant à ajuster le flux de lumière du laser. En effet, il a parfois été observé, lors de cette rotation, un léger déplacement de la position du disque par rapport à sa position initiale qui entraîne une modification de la trajectoire du faisceau laser. Cette déviation du faisceau a pour conséquence la modification du point d'entrée du laser dans les scintillateurs de mise en forme. Le rapport entre la lumière vue par un PM et celle vue par un deuxième PM, dont notamment le PM de référence, n'est par conséquent plus le même. Une variation de gain non réelle est ainsi mesurée. De part la configuration du système laser, ce phénomène est particulièrement vrai pour les PM 5 pouces. Fin octobre 2003, entre les *périodes absolues* Ec8 et Ec14 sur la figure (Fig. 4.18), il a donc été décidé de stopper la rotation des disques atténuateurs d'un étalonnage relatif à l'autre (les éventuelles variations du flux lumineux ne sont plus corrigées par les disques atténuateurs mais par les PM de référence). Sur cette figure (Fig. 4.18), il apparaît que cette modification n'a pas suffi à supprimer les désaccords observés entre le suivi laser et les étalonnages absolus.

Une autre cause incriminée a été un problème mécanique au niveau de la transmission de la lumière laser aux compteurs du calorimètre. Comme nous l'avons déjà mentionné, il a été constaté que les fibres optiques du mur interne du détecteur, exclusivement composé de PM 3 pouces, n'ont pas été correctement collées à leur support en cuivre au niveau des guides de lumière des PM. Fin septembre

2004, entre les *périodes absolues* Ec20 et Ec21 sur la figure (Fig. 4.18), tous les contacts entre les fibres optiques et les guides de lumière des PM du mur interne ont été vérifiés et collés. Malgré cette optimisation, nous ne pouvons constater d'amélioration, en moyenne, sur le désaccord observé pour les PM 3 pouces constituant le mur interne du calorimètre.

De même, tous les équilibreurs ont été vérifiés et resserrés pour l'ensemble des PM en mai 2005 (entre les *périodes absolues* Ec21 et Ec26 sur la figure (Fig. 4.18)). Depuis cette date, une réduction du nombre de PM *pathologiques* notamment pour les PM 5 pouces peut être observée. Cette possible amélioration est à confirmer dans le temps.

La dernière hypothèse, aujourd'hui en cours d'étude, est liée à la différence de longueur d'onde entre la lumière envoyée par le laser et celle créée par les électrons des sources utilisées lors des étalonnages absolus. Nous avons vu que le système d'étalonnage relatif a été conçu de façon à reproduire, par utilisation d'une lumière laser, un signal lumineux équivalent à celui généré par des électrons de 1 MeV dans les scintillateurs. Au niveau des scintillateurs de mise en forme, la longueur d'onde λ_1 de la lumière produite par le faisceau laser est identique à celle générée par les électrons de 1 MeV dans les blocs de scintillateurs de NEMO3 (λ_0). Mais, par la suite, ce signal laser est envoyé par fibre optique aux guides de lumières des compteurs du calorimètre de NEMO3 avant de subir de nouvelles réflexions dans le guide de lumière et le bloc scintillateur du compteur considéré. Ainsi, le spectre en longueur d'onde λ_1 est modifié par l'atténuation provoquée par les fibres et lors du parcours dans les guides de lumière et le bloc de scintillateur avant d'atteindre la photocathode du PM étudié. Les PM voient donc une lumière d'une longueur d'onde λ_0 lors des étalonnages absolus et une lumière de longueur d'onde $\lambda_1 \neq \lambda_0$ lors des étalonnages relatifs par lumière laser. Ainsi, il est possible que la variation de gain d'un PM ne soit pas la même suivant la longueur d'onde des photons incidents. A titre d'exemple, la figure (Fig. 4.19) montre la variation de la sensibilité d'une photocathode, du même type que celles des photomultiplicateurs de NEMO 3, en fonction de la température et pour différentes longueurs d'onde [55].

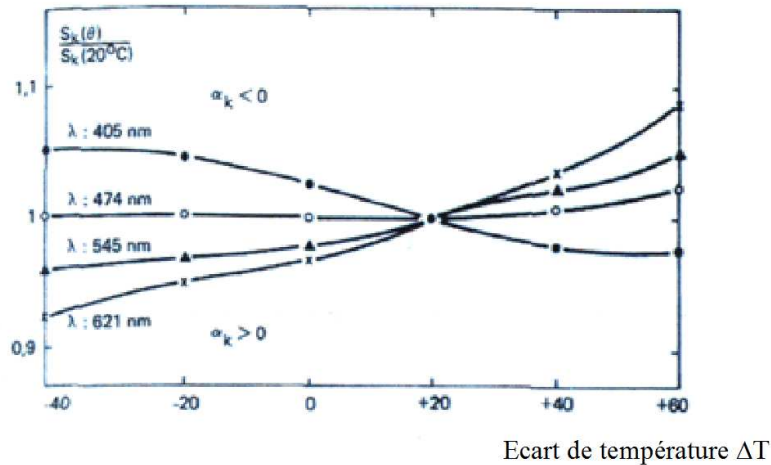


FIG. 4.19 – Exemple de variation avec la température de la sensibilité de la photocathode S_k d'un PM pour différentes longueurs d'ondes [55].

Nous pouvons en déduire que, pour une variation de température ΔT , la variation du gain d'un PM

ne sera pas la même suivant qu'elle est mesurée à partir des électrons des sources de ^{207}Bi (λ_0) ou par la lumière laser ($\lambda_1 \neq \lambda_0$). Des tests réalisés avant la mise en place du système d'étalonnage relatif au LSM ont montré, pour un nombre restreint de PM, une différence entre les mesures du gain avec les sources de bismuth et avec le laser de l'ordre de 3% pour une variation de température ΔT de 4 degrés [55]. Sur la figure (Fig. 4.18), nous voyons entre les *périodes absolues* Ec17 et Ec26, une augmentation du nombre de PM *pathologiques* pour les 3 pouces et 5 pouces qui pourrait s'expliquer par ce phénomène. En effet, cet intervalle de temps correspond à l'installation de la tente anti-radon et à la mise en service du système de purification de l'air qui ont provoqué des variations de la température de l'air autour du détecteur. Pour les périodes stables en température, il est également possible que le vieillissement des PM (observé par les étalonnages absolus) soit également mesuré mais différemment pour une longueur d'onde λ_0 et une longueur d'onde $\lambda_1 \neq \lambda_0$. Un test de plusieurs mois est prévu au CENBG pour vérifier cette hypothèse. Les variations du gain d'un PM seront mesurées à partir de sources lumineuses de différentes longueurs d'onde.

Aujourd'hui, il semble donc impossible de résoudre le problème de désaccord entre le suivi laser et les étalonnages absolus observé pour quelques PM. L'objectif de l'étude présentée dans le paragraphe suivant a donc consisté à trouver une méthode pour optimiser l'exploitation des corrections laser malgré le désaccord observé.

4.4 Calcul des rétro-corrections r_{corr}

En supposant que la dérive moyenne du gain, vue par le système d'étalonnage laser (Fig. 4.12 et Fig. 4.13) et en supposant que le désaccord avec le gain mesuré lors du second étalonnage absolu résulte d'un processus continu, nous pouvons compenser cet effet en corrigeant les corrections laser e_{corr1} et e_{corr2} de façon à faire coïncider les données du suivi laser avec le suivi absolu.

Pour une *période absolue* donnée, les corrections laser e_{corr1} et e_{corr2} sont donc ajustées de façon à ce que les gains mesurés par l'étalonnage absolu A_{i+1} soient en accord avec les moyennes des corrections laser L_{i+1} incluses dans la période de cet étalonnage. Les rétro-corrections ainsi calculées seront utilisées dans l'analyse des données double bêta.

4.4.1 Calcul des rétro-corrections

Pour une *période absolue* donnée, à un instant t et pour un PM donné, la valeur de la rétro-correction $r_{corr(t)}$ se calcule à partir de la correction $e_{corr(t)}$ selon l'expression (4.10).

$$r_{corr(t)} = e_{corr(t)} \times \frac{A_{i+1}}{A_i} \times \frac{1}{(L_{i+1} - L_i)T + L_i} \quad (4.10)$$

avec A_i , A_{i+1} les valeurs des corrections sur les gains du PM mesurées lors du premier et second étalonnage absolu. Les paramètres L_i et L_{i+1} correspondent aux moyennes des variations de gain mesurées par le système laser au cours des deux étalonnages absolus successifs. La variable T est égale au rapport entre l'intervalle de temps écoulé depuis le premier étalonnage absolu jusqu'à l'instant t et l'intervalle de temps séparant les deux étalonnages absolus.

Concrètement, le calcul des rétro-corrections consiste à reporter l'écart entre la valeur d'une correction e_{corr} et la droite formée par les deux valeurs moyennes L_i et L_{i+1} , sur la droite passant par les deux valeurs des gains A_i et A_{i+1} comme l'illustre la figure (Fig. 4.20). Le calcul des rétro-corrections, ainsi que leur utilisation dans l'analyse des données double bêta, se limitent aux PM satisfaisant les critères de confiance auparavant définis : *flag-stat* (§4.3.1) et *flag-jump* (§4.3.2). Les rétro-corrections sont calculées quelle que soit la valeur du paramètre Δla .

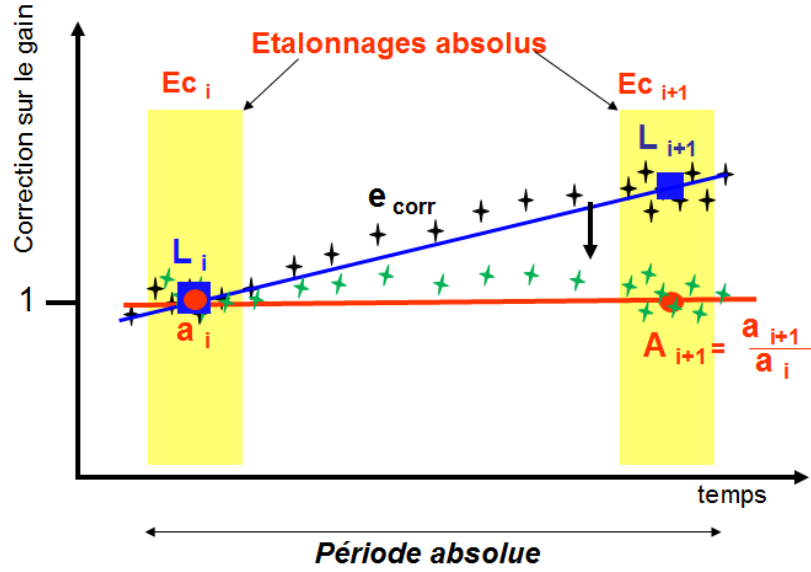
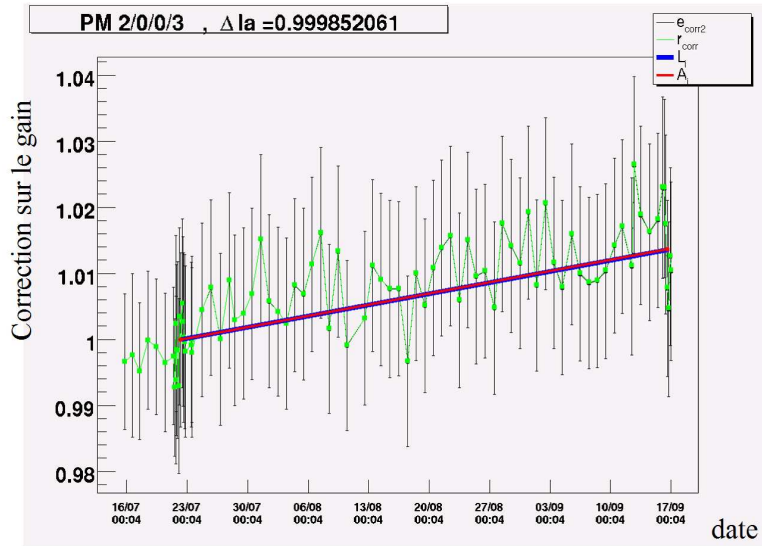


FIG. 4.20 – Principe de calcul des rétro-corrections (en vert).

4.4.2 Exemples de suivi des rétro-corrections laser

La figure (Fig. 4.21) montre le suivi des corrections laser (en noir) obtenu lors des étalonnages relatifs du PM 2/0/0/3 (PM 3 pouces du mur interne) ainsi que les deux moyennes des corrections laser L_i et L_{i+1} (en bleu).

FIG. 4.21 – Suivi en fonction du temps de la correction e_{corr2} (en noir) sur le gain obtenu avec l'étalonnage laser et la rétro-correction associée r_{corr} (en vert) pour le PM 2/0/0/3.

Les variations des gains absolus sont également reportées en rouge. Les rétro-corrections calculées à partir des données laser ont été ajoutées sur la figure (en vert) et coïncident, dans ce cas, avec les

corrections laser brutes (en noir). Le suivi de ce PM est conforme à tous les critères *flag_stat* et *flag_jump*. Dans cet exemple, l'effet des rétro-corrections est minime.

Les deux suivis des corrections laser donnés sur la figure (Fig. 4.22) présentent un désaccord Δla important.

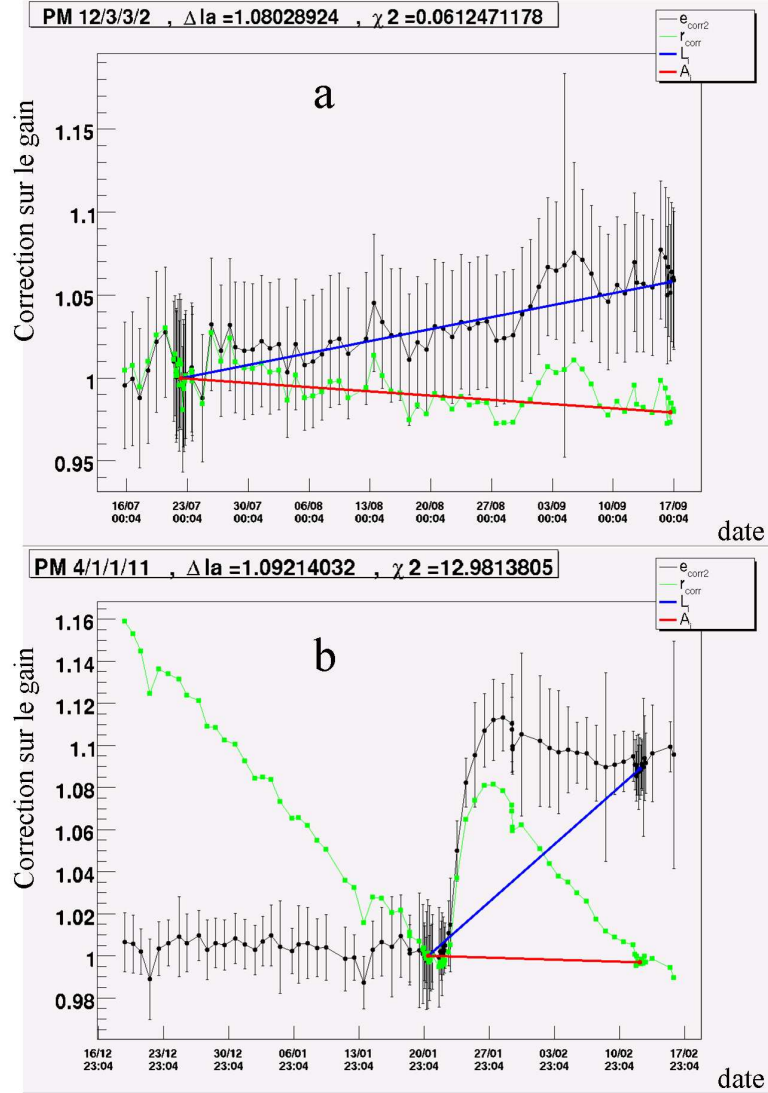


FIG. 4.22 – Suivi en fonction du temps de la correction e_{corr2} (en noir) sur le gain obtenu avec l'étalonnage laser et la rétro-correction associée r_{corr} (en vert) pour le PM 12/3/3/2 (a) et le PM 4/1/1/11 (b).

Pour le suivi du PM 12/3/3/2 (Fig. 4.22a), déjà montré précédemment, la rétro-correction, représentée en vert, joue parfaitement son rôle. En effet, en supposant que la différence entre les gains calculés avec les étalonnages laser et avec les étalonnages absolus a pour cause un processus continu au cours de temps, nous pouvons dire que les rétro-corrections corrigent cet effet. En revanche, le suivi des corrections laser (Fig. 4.22b) du PM 4/1/1/11 (PM 5 pouces du mur interne) montre une variation importante des corrections sur quelques jours. Cette variation n'est pas détectée par le critère de confiance sur la stabilité à court terme (*flag_jump*) car il n'existe pas de variations supérieures à 5%

d'un jour à l'autre. Pour ce PM, le désaccord entre le suivi laser et les étalonnages absolus semble apparaître soudainement au moment du saut observé sur le suivi des corrections laser. Il n'est donc pas correct d'appliquer les rétro-corrections calculées sur la base d'un désaccord continu. L'application des rétro-corrections dans l'analyse des données double bêta nécessite de rejeter les PM présentant ce type de suivi. C'est la raison pour laquelle un critère de confiance sur les rétro-corrections a été défini.

4.5 Critère de confiance sur les rétro-corrections r_{corr}

Tout suivi ayant un désaccord Δla inférieur à 3% est considéré comme fiable à condition de passer les critères de confiance sur les corrections laser brutes *flag_stat* (§4.3.1) et *flag_jump* (§4.3.2). Les rétro-corrections seront donc appliquées dans ce cas.

En revanche, comme montré sur les deux exemples de la figure (Fig. 4.22), pour des suivis présentant une valeur de Δla supérieure à 3%, il est nécessaire de déterminer si le désaccord entre le suivi laser et les variations des gains absolus est lié ou non à un phénomène continu. Pour cela, nous allons comparer, au moyen du test du χ^2 , la droite passant par les deux moyennes des corrections laser L_1 et L_2 calculées pendant les phases d'étalonnages, avec la courbe formée par les corrections laser quotidiennes. Lors du calcul du χ^2 , que nous noterons dans ce cas χ_r^2 , les corrections laser ne respectant pas les critères de qualité statistique et de stabilité à court terme ne sont pas prises en compte. La visualisation des suivis laser ayant un désaccord Δla supérieur à 3%, sur les *périodes absolues* Ec5, Ec8, Ec14, Ec17 et Ec19, a montré 36 suivis des corrections laser avec un saut progressif important du même type que celui présenté sur la figure (Fig. 4.22b). Tous ces suivis ont une valeur du χ_r^2 supérieure à 1,5. Cette valeur limite supérieure sur le χ_r^2 sera appliquée pour sélectionner les PM sur lesquels la rétro-correction peut être appliquée.

Le tableau (Tab. 4.4) donne le nombre observé de PM en fonctionnement ainsi que le nombre de PM rejetés par le critère Δla supérieur à 3% et χ_r^2 supérieur à 1,5 pour les *périodes absolues* Ec5, Ec8, Ec14, Ec17 et Ec19.

<i>période absolue</i>	PM en fonctionnement	PM pour lesquels $ \Delta la > 3\%$ et $\chi_r^2 > 1,5$
Ec5	1885	41
Ec8	1861	47
Ec14	1861	31
Ec17	1867	26
Ec19	1859	50

TAB. 4.4 – Nombre de PM en fonctionnement et de PM retirés de l'analyse par le critère $|\Delta la| > 3\%$ et $\chi_r^2 > 1,5$ pour les *périodes absolues* Ec5, Ec8, Ec14, Ec17 et Ec19.

Il apparaît qu'avec le critère de confiance que nous venons de définir, nous rejetons environ 2% des PM pour lesquels les rétro-corrections ne sont pas utilisables et seront rejetés de l'analyse des données double bêta.

4.6 Utilisation des rétro-corrections dans l'analyse des données double bêta

Les calculs des corrections e_{corr} et rétro-corrections r_{corr} , ainsi que les paramètres $flag_stat$, $flag_jump$, Δla et χ_r^2 sont effectués par le programme *laser_tool* pour chaque *période absolue*. Un programme est chargé d'insérer ces informations dans la base de données NEMO.

Des modifications dans le programme d'analyse développé par la collaboration ont été nécessaires pour l'application des rétro-corrections sur les gains de PM. A partir de tous les critères de qualité du suivi laser ($flag_stat$, $flag_jump$, Δla et χ_r^2), l'utilisateur peut vérifier que les suivis laser respectent les critères de confiance suivants :

- restreindre l'utilisation des étalonnages laser aux *périodes absolues* ne présentant pas d'importants problèmes techniques entre les deux étalonnages absolus de la période,
- les corrections laser doivent avoir été obtenues à partir d'un spectre ADC laser satisfaisant les critères de qualité statistique de ce spectre (ou du spectre bismuth pour le PM de référence utilisé) ($flag_stat=1$),
- les corrections laser présentant une variation de plus de 5% par rapport à la correction précédente et dont l'origine est identifiée sont rejetées ($flag_jump \neq 2$),
- les PM présentant un saut entre deux corrections laser successives de plus de 5% ne pouvant pas être expliqué par un problème technique identifié seront rejetés sur l'ensemble de la *période absolue* considérée ($flag_jump \neq 3$),
- la rétro-correction doit pouvoir être appliquée ($|\Delta la| < 3\%$ ou si $|\Delta la| > 3\%$ et $\chi_r^2 < 1,5$).

Remarque : Le programme d'analyse dispose de trois options lors de la compilation :

- aucune prise en compte des étalonnages relatifs,
- suppression des PM présentant un mauvais suivi laser (prise en compte de $flag_stat$, $flag_jump$, Δla et χ_r^2) mais les corrections laser restent égales à 1,
- application des rétro-corrections.

Le tableau (Tab. 4.5) donne pour chaque *période absolue* pouvant être utilisée dans l'analyse des données double bêta, le nombre de PM respectant les différents critères de confiance.

Ce tableau (Tab. 4.5) montre qu'en moyenne, sur les *périodes absolues* prises en compte, l'application des rétro-corrections permet de conserver pour l'analyse de données double bêta plus de 90% des PM. Notons cependant, pour la *période absolue* Ec8, que 13% des PM en fonctionnement sont retirés de l'analyse pour un saut non expliqué des corrections laser ($flag_jump = 3$). Ces sauts non expliqués concernent principalement les suivis laser des PM 5 pouces et semblent coïncider avec une série de problèmes techniques au niveau de la rotation des disques atténuateurs.

L'effet de ces coupures sur l'analyse des données double bêta sera abordé en détail au chapitre 7.

L'effet des rétro-corrections laser ainsi que des critères de sélection des données laser que nous venons de définir doit à présent être étudié dans l'analyse double bêta. Avant cela, le chapitre suivant présente les outils d'analyse qui seront utilisés et définit les règles de sélection des événements double bêta.

<i>Période absolue</i>	PM en fonctionnement	Pourcentage de PM pour lesquels		
		$flag_stat = 1$ (%)	$flag_stat = 1$ (%) $flag_jump \neq 3$ (%)	$flag_stat = 1$ (%) $flag_jump \neq 3$ (%) $ \Delta la < 3\%$ ou $ \Delta la < 3\%$ et $\chi_r^2 < 1,5$
Ec5	1885	99,8	98,7	96,9
Ec8	1861	99,9	87,1	85,2
Ec14	1861	99,8	97,5	96,6
Ec17	1867	99,9	98,9	97,8
Ec19	1859	99,8	97,2	95,3
Ec20	1859	99,8	97,7	96,4
Ec21	1852	99,2	98,1	97,7
Ec26	1850	99,6	99,0	98,4
Ec30	1846	99,7	98,6	95,3
Ec31	1835	99,8	97,7	96,3
Ec33	1843	99,8	97,6	97,1
Ec35	1844	99,7	98,7	98,0

TAB. 4.5 – Pourcentage de PM répondant aux différents critères de confiance statistique, de stabilité et d'application des rétro-corrections par rapport au nombre de PM en fonctionnement pour différentes *périodes absolues*.

Chapitre 5

Méthode d'analyse et sélection des événements double bêta du ^{100}Mo

Le détecteur NEMO 3 enregistre plus de 3.10^5 événements par jour satisfaisant les conditions de déclenchement définies par au moins trois plan de cellules de dérive touchés et un scintillateur déclenché. L'analyse de ces événements a pour but de ne sélectionner que les événements de type double bêta pouvant correspondre à des événements de décroissance $2\beta 2\nu$ ou $2\beta 0\nu$. Pour cela, des critères de sélection des événements ont été établis notamment à partir des résultats de simulations. Les simulations permettent d'étudier la topologie des événements $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$, de définir l'efficacité de détection de ces événements dans le détecteur NEMO 3, mais aussi de déterminer la contribution des différents bruits de fond aux événements de type double bêta. Ce chapitre a pour objectif de présenter les outils d'analyse et de simulations utilisés ainsi que de donner les règles de sélection des événements de type double bêta.

5.1 Les données réelles et simulées

5.1.1 Format des données

Le système de déclenchement de l'acquisition de données (§2.7.3) permet d'effectuer une première sélection sur les données qui sont enregistrées par l'acquisition dans un fichier NTUPLE sous le format HBOOK. Ainsi, pour chaque série de prise de données (un run) et pour chaque événement retenu par l'acquisition, les paramètres suivants sont sauvegardés dans le NTUPLE :

- la date et l'heure d'enregistrement de l'événement,
- la numéro de la prise de données (run) et de l'événement,
- le nombre de compteurs du calorimètre déclenchés,
- le nombre de fils Geiger du détecteur de traces activés,
- l'identifiant des cellules de dérive ayant été touchées,
- l'identifiant des photomultiplicateurs touchés,
- la valeur des ADC et TDC correspondant aux signaux des PM déclenchés,
- la valeur des différents temps associés aux cellules Geiger déclenchées.

Les simulations sont également sauvegardées dans des fichiers de type NTUPLE ayant la même structure que les données réelles et sont ainsi analysées de la même façon que les données enregistrées par le détecteur. En faisant appel aux informations placées dans une base de données concernant le

statut du détecteur, l'analyse de données simulées peut être réalisée en tenant compte des conditions expérimentales.

5.1.2 Les différentes périodes d'acquisition

L'ensemble des données acquises par le détecteur NEMO 3 est divisé en deux sous ensembles correspondant à deux périodes d'acquisition : l'une pour les prises de données avec un haut taux de radon autour et dans le détecteur (phase I) et la seconde après la mise en service de l'usine anti-radon (phase II). Le tableau (Tab. 5.1) précise la durée et le taux de radon correspondants à chacune des deux périodes d'acquisition.

Phase	Date	Temps d'acquisition	Taux de radon dans le gaz de NEMO 3
Phase I	14/02/2003 à 19/09/2004	365,4 jours	10 à 20 mBq/m ³
Phase II	24/12/2004 à 17/05/2006	279,8 jours	≈ 2 mBq/m ³

TAB. 5.1 – Les deux périodes d'acquisition de données du détecteur NEMO 3.

5.2 Les programmes de simulation et de reconstruction des événements

Afin de traiter les données acquises par le détecteur NEMO 3 et de simuler divers processus physiques à l'intérieur du détecteur, la collaboration a développé un programme d'analyse et de simulation appelé NEMO 7.0. Ce programme permet :

- la modélisation du détecteur NEMO 3,
- la génération des paramètres cinématiques initiaux d'un événement simulé avec le code *GENBB*,
- le suivi des particules générées à travers les divers matériaux du détecteur ainsi que la sauvegarde des trajectoires des particules ayant interagies avec un des milieux sensibles tels que les scintillateurs ou les cellules Geiger,
- la détermination de la réponse des milieux sensibles au passage de particules,
- la visualisation des événements simulés ou analysés.

5.2.1 Modélisation de la géométrie du détecteur NEMO 3

Le programme d'analyse et de simulation NEMO 7.0, codé en fortran, est basé sur le programme *GEANT 3.21* [58] et le logiciel *Euclid* [59]. L'utilisation conjointe de ces deux logiciels permet la modélisation du détecteur NEMO 3 comme le montre la figure (Fig. 5.1). Les différentes parties qui constituent le détecteur NEMO3 telles que les sources double bêta, la chambre à fils, les scintillateurs et photomultiplicateurs du calorimètre, le blindage de fer, le blindage contre les neutrons sont ainsi reproduites en tenant compte des propriétés des divers matériaux qui les composent.

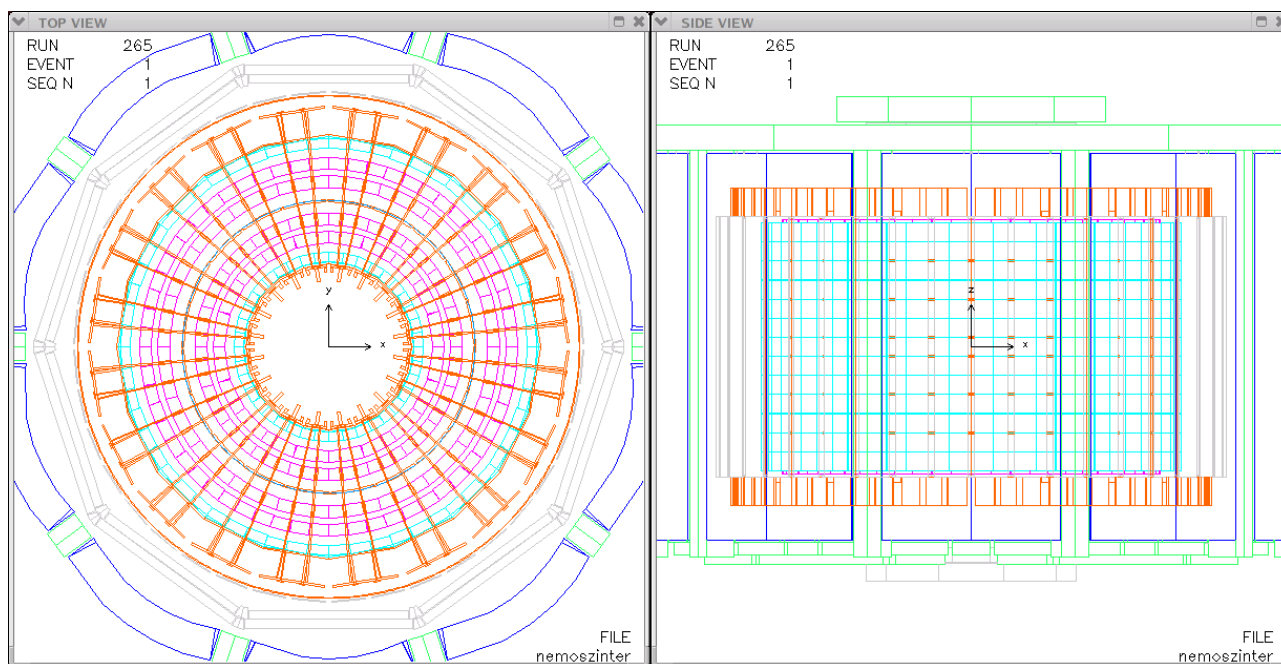


FIG. 5.1 – Modélisation du détecteur NEMO 3 à partir du programme NEMO 7.0 (vue de dessus et vue de côté).

5.2.2 Génération des événements

5.2.2.1 Le générateur GENBB

Le logiciel de simulation de NEMO 7.0 comporte un générateur d'événements développé par la collaboration et appelé *GENBB* [62]. Ce générateur donne les paramètres cinématiques initiaux des particules créées : le nombre de particules émis lors du processus physique simulé, le type des particules (α , e^+ , e^- , γ , ...) et leur impulsion.

Le générateur GENBB peut reproduire divers processus à deux électrons (ou positrons) : décroissance $2\beta^-$ et $2\beta^+$, capture électronique avec émission de positron $\epsilon\beta^+$ et double capture électronique 2ϵ pour 11 noyaux. Ces 11 isotopes sont les candidats les plus favorables à l'observation des signaux de désintégration double bêta, $\epsilon\beta^+$ et 2ϵ [65]. Les transitions double bêta vers l'état fondamental (g.s.) mais également vers les états excités 0^+ , 2^+ du noyau fils sont prises en compte dans ce générateur. Le tableau (Tab. 5.2) montre l'ensemble des processus pris en compte pour les noyaux candidats.

Il est également possible de générer des événements dus à la décroissance de certains noyaux radioactifs susceptibles de produire des événements mimant une double désintégration bêta. Le tableau (Tab. 5.3) donne les noyaux qui peuvent ainsi être simulés. Les probabilités de décroissance des noyaux ainsi que les valeurs des énergies des particules émises, l'énergie des états excités et les probabilités de transitions vers les niveaux de plus basse énergie, sont prises en compte dans le générateur à partir de données tabulées [66].

De plus, le générateur d'événement est capable de reproduire des événements ayant pour origine les sources radioactives servant à l'étalonnage en énergie et en temps du détecteur NEMO 3. Enfin, il est également possible, à partir du programme de simulation NEMO 7.0, de simuler toute particule connue de GEANT 3.21. Toutefois, dans le cas de la génération des neutrons, des modifications au programme GEANT 3 ont dû être ajoutées.

$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	$2\beta^-$	g.s., 2_1^+ , 2_2^+
$^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{58}\text{Fe}$	2ε , $\varepsilon\beta^+$	g.s., 2_1^+ , 2_2^+
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	$2\beta^-$	g.s., 2_1^+ , 0_1^+ , 2_2^+
$^{74}\text{Se} \rightarrow ^{74}\text{Ge}$	2ε , $\varepsilon\beta^+$	g.s., 2_1^+ , 2_2^+
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	$2\beta^-$	g.s., 2_1^+ , 2_2^+
$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	$2\beta^-$	g.s., 2_1^+
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	$2\beta^-$	g.s., 2_1^+ , 0_1^+ , 2_2^+ , 2_3^+
$^{92}\text{Mo} \rightarrow ^{92}\text{Zr}$	2ε , $\varepsilon\beta^+$	g.s., 2_1^+ , 0_1^+
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	$2\beta^-$	g.s., 2_1^+ , 0_1^+ , 2_2^+ , 0_2^+
$^{106}\text{Cd} \rightarrow ^{106}\text{Pd}$	2ε , $\varepsilon\beta^+$, $2\beta^+$	g.s., 2_1^+ , 2_2^+ , 0_1^+
$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	$2\beta^-$	g.s.

FIG. 5.2 – Noyaux émetteurs $2\beta^-$, $2\beta^+$, 2ε ou $\varepsilon\beta^+$ pris en compte par le générateur d'événements GENBB du programme de simulation NEMO 7.0.

^{208}Bi	^{146}Gd	^{90}Sr
^{210}Bi	^{182}Hf	^{182}Ta
$^{212}\text{Bi} + ^{212}\text{Po}$	^{40}K	^{207}Tl
$^{214}\text{Bi} + ^{214}\text{Po}$	^{22}Na	^{208}Tl
^{60}Co	^{234m}Pa	^{88}Y
$^{137}\text{Cs} + ^{137m}\text{Ba}$	^{211}Pb	^{90}Y
^{147}Eu	^{212}Pb	

FIG. 5.3 – Liste des noyaux dont la décroissance radioactive peut être simulée grâce au générateur d'événements GENBB de NEMO 7.0.

5.2.2.2 Cas particulier de la génération des neutrons

La simulation du comportement des neutrons dans le détecteur NEMO 3 est réalisée grâce à un code neutron appelé MICAP (Monte Carlo Ionization Chamber Analysis Program) [67], intégré dans le programme GEANT 3.21. En effet, le logiciel GEANT 3.21 est capable de traiter les interactions hadroniques grâce à la librairie CALOR [68] constituée de trois sous ensembles GHEISHA, FLUCKA et MICAP utilisés en fonction de l'énergie de la particule générée. GHEISHA permet le suivi de particules de très hautes énergies allant d'une centaine de MeV jusqu'à une dizaine de TeV. FLUCKA est adaptée aux hadrons d'énergie inférieure à 100 MeV. Enfin, à basse énergie, de 20 MeV à des énergies de l'ordre de 10^{-5} eV, le code MICAP doit alors être choisi. C'est la raison pour laquelle, dans le cas du suivi des neutrons produits dans le Laboratoire Souterrain de Modane, le code MICAP est utilisé.

L'étude des simulations de neutrons dans le détecteur NEMO 3 a mis en évidence un problème dans la création des photons par MICAP [41]. En effet, dans la version initiale de MICAP, les distributions en énergies ainsi que le nombre de photons générés lors des diffusions inélastiques ou captures radiatives des neutrons, sont moyennés et ne tiennent pas compte des schémas exacts de désexcitation. Cette approximation peut conduire à une mauvaise estimation de bruit de fond créé par les neutrons dans la fenêtre en énergie du signal $2\beta 0\nu$. De même, dans ces conditions, l'allure des spectres en énergie des événements de bruit de fond créés par les neutrons est également faussée.

Enfin, notons que l'interaction des neutrons nécessite de connaître les sections efficaces, distributions angulaires et énergie disponible des différents processus possibles pour tous les noyaux. Dans le programme MICAP, ces paramètres ne sont disponibles que pour un nombre restreint de noyaux. Dans le cas où le matériau défini n'est pas disponible, il est remplacé, pour les interactions hadroniques, par le matériau connu de numéro atomique le plus proche.

Un code spécifique (GAMLIB) utilisée par MICAP a donc été développée à Bordeaux pour générer le bon nombre et la bonne énergie des photons de désexcitation pour tous les isotopes rencontrés dans le détecteur NEMO 3 [41]. Le code GAMLIB tient compte des schémas de désexcitation des isotopes et des rapports d'embranchement vers les différents niveaux. Avec l'ensemble MICAP et GAMLIB, le programme NEMO 7.0 est capable de simuler correctement l'interaction des neutrons avec le détecteur par capture radiative et diffusion inélastique.

L'énergie initiale des neutrons générés peut être monoénergétique suivant une valeur fixée par l'utilisateur, distribuée suivant un spectre de fission, le spectre en énergie d'une source AmBe ou le spectre en énergie des neutrons créés dans le Laboratoire Souterrain de Modane.

5.2.2.3 Lieu de génération des événements

Afin de tenir compte, dans le programme de simulation NEMO 7.0, la majeure partie des sources de bruit de fond possibles, les particules peuvent être générées au niveau :

- des sources double bêta de NEMO 3, c'est-à-dire à l'intérieur même des sources, reproduisant ainsi les contaminations internes aux sources ou bien les processus $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$,
- de la surface des sources de NEMO 3, simulant ainsi la contamination due, par exemple, aux noyaux descendant du radon contenu à l'intérieur du détecteur,
- des tubes où sont insérées les sources servant à l'étalonnage,
- du gaz de la chambre à fils,
- de la surface des fils du détecteur de traces,
- de la surface des blocs de scintillateurs recouverts de Mylar,
- du blindage magnétique entourant les photomultiplicateurs,
- de la fenêtre en verre des photomultiplicateurs du calorimètre,

- du vide des photomultiplicateurs,
- de la tour central en inox,
- du fer contenu dans les pétales,
- du fer composant le blindage,
- du bois ou de l'eau constituant le blindage contre les neutrons,
- de l'air entre le détecteur et le blindage en fer,
- de l'air du Laboratoire,
- d'un point fixe quelconque dont les coordonnées sont définies par l'utilisateur.

5.2.3 Reconstruction des événements

5.2.3.1 Reconstruction de la trajectoire des particules

Les signaux enregistrés par l'anode (tdc_A) et les cathodes haute (tdc_{HC}) et basse (tdc_{LC}) des cellules Geiger vont permettre de reconstruire les trajectoires des particules chargées détectées. Dans le paragraphe 2.4.3, nous avons vu que ces signaux rendent possible la détermination de la position du point de passage de la particule, et permettent également de savoir si c'est une particule émise en temps ou bien retardée par rapport au déclenchement du premier scintillateur touché.

Une cellule Geiger est dite retardée si le seuil haut est franchi dans un intervalle de $6,14\mu\text{s}$ à $710\mu\text{s}$ après le déclenchement de l'événement.

L'algorithme de reconstruction, développé pour l'expérience NEMO 2, [60] a été adapté pour NEMO 3. Il utilise, dans un premier temps, uniquement les cellules en temps puis, si elles sont présentes, les cellules dites retardées. Une trace ne peut pas comporter à la fois des cellules Geiger en temps et des cellules Geiger retardées. Cet algorithme recherche un ensemble consécutif de segments reliant une paire de cellules Geiger voisines déclenchées. Cet ensemble est caractérisé par son nombre de segments et par la série d'angles formés par deux segments successifs. Différentes combinaisons d'association de segments sont réalisées. La sélection de la meilleure combinaison repose essentiellement sur deux critères : la longueur de la trace (les traces les plus longues sont favorisées) et sa direction (les traces ne peuvent revenir vers la source double bêta). Le champ magnétique de NEMO 3, courbe les trajectoires des particules traversant la chambre fils. Cet effet est pris en compte lors de la recherche de traces.

Chaque trace, ainsi reconstruite, est ajustée à partir d'un arc de cercle qui donne la courbure de la trajectoire et permet de distinguer les électrons des positrons. La trajectoire est extrapolée jusqu'aux feuilles sources double bêta et jusqu'aux scintillateurs. Ces extrapolations donnent la position longitudinale et transversale du point d'émission de la particule depuis la feuille source (vertex) et du point d'entrée de cette même particule dans le scintillateur.

Traces retardées

Dans le cas de présence de cellules retardées, celles-ci sont traitées suivant le même principe que les cellules en temps, mais ne sont prises en compte qu'après reconstruction de toutes les traces en temps. Un algorithme développé par la collaboration [69] permet la recherche, dans les événements enregistrés, d'événements correspondant à une désintégration bêta suivie de l'émission d'une particule *alpha* retardée (effet *BiPo*). Ce programme tente de reconstruire d'éventuelles trajectoires à partir des cellules Geiger ayant déclenché en retard en tenant compte du point d'émission et du type des particules émises en temps ainsi que de la position de la trace retardée par rapport à celle en temps. Grâce à cet algorithme, les événements présentant cette topologie sont rejetés de l'analyse double bêta, permettent d'estimer la contamination en ^{214}Bi des sources émettrices double bêta.

5.2.3.2 Reconstruction de l'énergie déposée dans le calorimètre

L'énergie déposée par les particules dans les scintillateurs est enregistrée sous forme des signaux analogiques numérisés (ADC) (Chap. 3). Lors de la phase de reconstruction de l'événement, le programme d'analyse interroge la base de données où sont placées, pour chacun des 1940 PM du calorimètre, les constantes d'étalonnage en énergie (gain absolu et rétro-correction r_{corr} obtenue sur le gain par l'étalonnage laser) ainsi que la valeur du piédestal des cartes d'acquisition mesurée par des prises de données dédiées quotidiennes.

A partir de ces constantes et de l'expression (3.2) reliant l'énergie à la charge mesurée, le programme d'analyse convertit les valeurs des ADC enregistrées en énergie pour tous les compteurs ayant franchi le seuil haut des discriminateurs de l'électronique de NEMO 3.

Des tests ont montré que la réponse d'un compteur du calorimètre est liée au point d'entrée de l'électron dans le scintillateur [61]. Cet effet est non négligeable et l'énergie mesurée nécessite donc d'être corrigée. La reconstruction de la trajectoire de la particule donne le point d'entrée dans ce scintillateur. Un facteur de correction est appliqué sur l'énergie suivant la position de ce point d'impact. Pour cela, la surface des scintillateurs est virtuellement divisée en 25 zones associées chacune à un facteur de correction. Les valeurs de ce facteur correction varient de 0 à 7% suivant le type de scintillateur et sa position dans le calorimètre.

L'énergie déposée dans un scintillateur s'obtient donc à partir de l'expression :

$$E = k_{(x,y)} \cdot a_0 \cdot r_{corr} \cdot (Q - P) \quad (5.1)$$

où $k_{(x,y)}$ est le facteur de correction sur l'énergie en fonction de son point d'impact sur le scintillateur, a_0 le gain mesuré par l'étalonnage absolu, r_{corr} la rétro-correction laser, Q la charge mesurée et P le piédestal de l'électronique.

5.2.3.3 Détermination des temps de vol

La combinaison des informations fournies par la chambre à fils et le calorimètre permet la détermination précise du temps de vol des particules détectées.

A partir des valeurs des TDC des compteurs ayant déclenchés, le programme d'analyse interroge la base de données afin d'obtenir les constantes d'étalonnage en temps. Le temps de vol T des particules est donné par la relation :

$$T = TDC - \epsilon - t(C) \quad (5.2)$$

où ϵ est le retard propre à chaque compteur (§3.3) et $t(C)$ le paramètre qui permet de tenir compte de la dépendance temps-énergie (§3.7).

L'étude des étalonnages relatifs en temps par lumière laser est actuellement en cours. La prise en compte des ces étalonnages relatifs en temps se traduira par un terme t_{corr} qui correspond à la variation au jour le jour de la réponse en temps des compteurs. Le temps vol T sera ainsi donné par l'expression :

$$T = TDC - \epsilon - t_{corr} - t(C) \quad (5.3)$$

Dans le cas d'un événement du type double bêta, le calcul de la différence de temps de vol mesuré δt_{mes} entre les deux électrons permet de distinguer les événements d'origine interne (deux électrons émis par la source double bêta) des événements d'origine externe (un électron traversant le détecteur et notamment la source émettrice double bêta).

Cette distinction est possible en comparant les valeurs des différences de temps de vol théorique dans l'hypothèse d'événements d'origine interne et dans l'hypothèse d'événements d'origine externe avec la valeur de différence de temps de vol mesurée δt_{mes} .

Calcul du temps de vol théorique

Le calcul du temps de vol théorique t_i de la particule i dépend de la longueur de sa trajectoire reconstruite l_i et de son énergie cinétique initiale E_i . Il se déduit de l'expression suivante :

$$t_i = \frac{l_i}{\beta_i c} \quad \text{avec} \quad \beta_i = \frac{\sqrt{E_i(E_i + 2m_0c^2)}}{E_i + m_0c^2} \quad (5.4)$$

m_0 étant la masse au repos de l'électron.

Dans l'hypothèse de l'origine interne où les deux électrons sont émis simultanément depuis une des sources émettrices double bêta, la distance parcourue l_i de l'électron i correspond à la trajectoire reconstruite associée à l'électron i . L'énergie cinétique E_i de cet électron est l'énergie déposée dans le scintillateur corrigée des pertes d'énergie dans la chambre à fils et dans la source. Ces pertes d'énergie sont estimées à partir de simulations. La différence de temps de vol théorique dans l'hypothèse interne $\delta t_{th,int}$ est la différence de ces deux temps vol calculés pour chaque trace.

Dans l'hypothèse de l'origine externe, c'est-à-dire dans le cas où un électron traverse le détecteur, la distance parcourue l_i correspond à la somme des longueurs des deux trajectoires reconstruites. L'énergie cinétique E_i correspond, dans ce cas, à l'énergie déposée dans le scintillateur ayant déclenché en second corrigée des pertes d'énergie dans tous les matériaux traversés par l'électron. Dans cette hypothèse, la différence de temps de vol théorique $\delta t_{th,ext}$ est égal au temps de vol estimé de l'électron traversant le détecteur.

Détermination des probabilités internes et externes

Pour chaque événement, deux valeurs de χ^2 , associées aux hypothèses interne et externe, sont calculées :

$$\chi_i^2 = \frac{\delta t_{mes} - \delta t_{th,i}}{\sigma_{mes}^2 + \sigma_{th,i}^2} \quad i = \text{interne, externe} \quad (5.5)$$

σ_{mes} correspondant à l'erreur sur les différences de temps de vol mesurés, σ_{th} à l'erreur sur les différences de temps de vol théoriques, δt_{mes} et δt_{th} sont les différences de temps de vols mesurés et théoriques tels que décrits précédemment.

Pour une hypothèse donnée (événement interne ou externe), si l'hypothèse choisie est correcte alors la variable χ_i^2 suit une loi normale $N(0, 1)$ et la variable χ_i^2 est distribuée suivant une loi du χ^2 à 1 degré de liberté.

L'expression (5.6) donne la probabilité P_i pour que l'hypothèse testée (événement interne ou externe) soit la bonne.

$$P_i(X) = \int_{\chi_i^2}^{\infty} \frac{dN}{d\chi_i^2} d\chi_i^2 \quad \text{avec} \quad i = \text{interne, externe} \quad (5.6)$$

5.3 Sélection d'un événement double bêta

Le détecteur NEMO 3 a été conçu de façon à permettre la distinction entre les électrons, les positrons, les photons et les particules α . Nous allons voir comment, à partir de l'identification des particules et

des mesures d'énergie et de temps de vol, il est possible de sélectionner les événements $2\beta 0\nu$ et $2\beta 2\nu$ dans l'ensemble des données enregistrées.

5.3.1 Identification des particules

Le détecteur NEMO 3 est sensible aux électrons, positrons, aux particules α retardées ainsi qu'aux photons.

Un électron est défini par une trace de courbure négative associée à un scintillateur déclenché. La trace reconstruite doit disposer d'un nombre minimum de trois cellules déclenchées dans les premières et dernières rangées de la chambre à fils. La distinction entre un électron et un positron porte sur la courbure des trajectoires reconstruites. Un positron sera donc défini comme l'électron mais la courbure de la trace devra être positive.

Un photon est identifié dans le cas où un ou deux scintillateurs contigus (le même photon pouvant interagir dans deux scintillateurs proches) ont déclenchés sans aucune trace associée.

Une particule α retardée est caractérisée par une trace dans la chambre à fils plus courte que celle d'un électron et dont les cellules Geiger ont déclenché dans l'intervalle de temps de 6,14 à 710 μs après le déclenchement du premier scintillateur.

5.3.2 Définition d'un événement double bêta

5.3.2.1 Topologie d'un événement double bêta

Un événement double bêta, ou du type double bêta, est défini comme un événement ayant pour origine une source émettrice double bêta (^{100}Mo , ^{82}Se , ^{116}Cd , ^{130}Te , ^{150}Nd , ^{96}Zr et ^{48}Ca) avec deux traces correspondant chacune au passage d'un électron. Le point de départ des deux traces doit être commun et chaque trace doit se terminer, après reconstruction et extrapolation, dans deux scintillateurs distincts ayant déclenchés. Les deux scintillateurs doivent avoir déclenché en temps.

La figure (Fig. 5.4) montre une vue de dessus d'un événement réel de type double bêta provenant des sources de ^{100}Mo et reconstruit par le programme d'analyse NEMO_7.0. La somme des énergies des deux électrons est de 1,656 MeV et correspond donc, probablement, à une désintégration $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo .

Afin de déterminer les périodes de décroissance $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$, l'objectif de l'analyse est de rechercher, parmi les données acquises, les événements ayant la topologie donnée par la figure (Fig. 5.4) et ce, à partir de critères de sélection que nous allons à présent détailler.

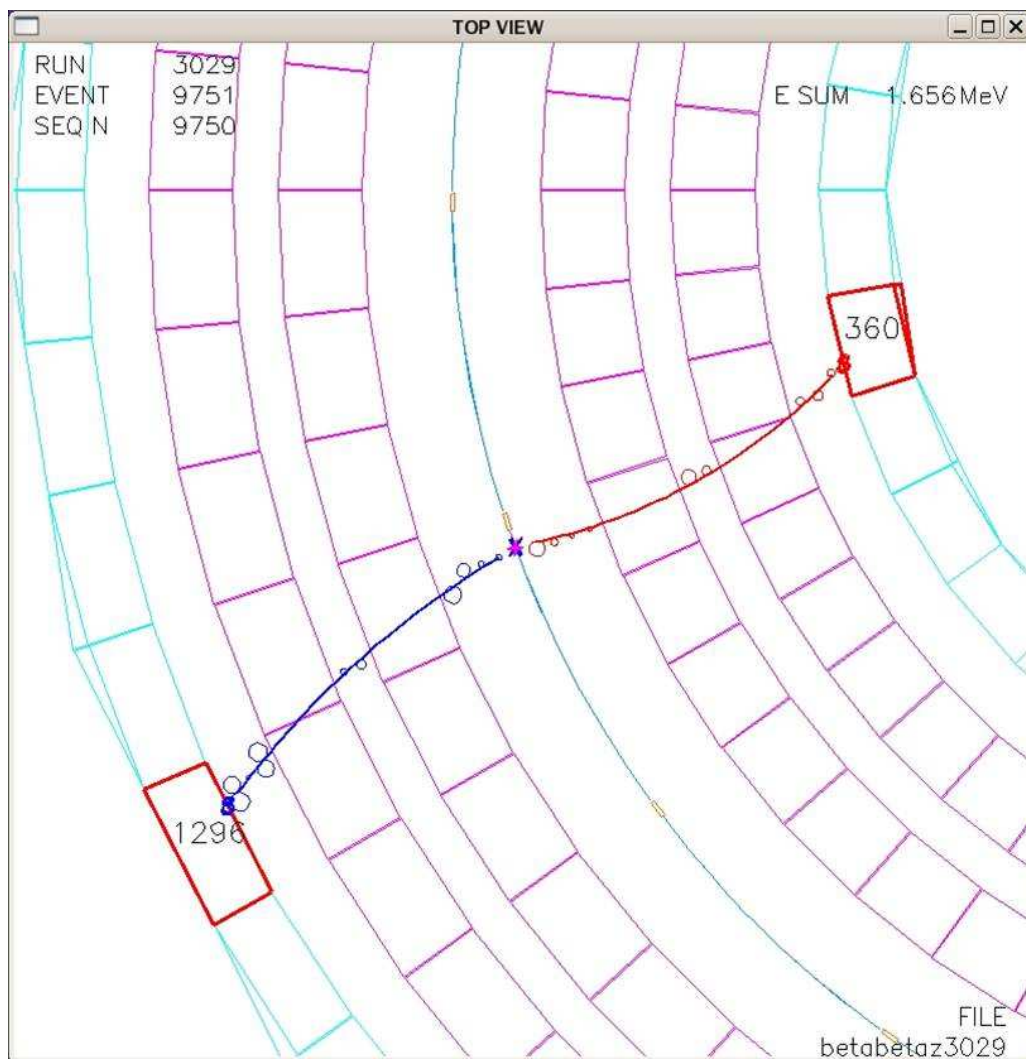


FIG. 5.4 – Reconstruction (vue de dessus) d'un événement réel du type double bêta dans le détecteur NEMO 3.

5.3.2.2 Critères de sélection des événements double bêta

A partir des caractéristiques mesurées et calculées lors de la phase de reconstruction des événements (§5.2.3), nous pouvons proposer une liste de critères auxquels doivent correspondre les événements enregistrés par le détecteur, ou générés par les simulations, pour être qualifiés d'événements double bêta.

- L'événement doit être composé de deux électrons, c'est-à-dire, comme défini précédemment, caractérisé par deux scintillateurs ayant déclenchés et associés chacun à une trace reconstruite de courbure négative.
- Chaque trace reconstruite doit disposer d'au moins une cellule Geiger ayant déclenchée dans les deux premiers plans proches de la source émettrice double bêta et d'également au moins une cellule dans les deux derniers plans avant les scintillateurs. Avec cette condition, seuls les événements

pour lesquels le vertex sur la source et le point d'impact sur le scintillateur sont susceptibles d'être reconstruits avec précision, sont sélectionnés.

- Après reconstruction des traces, si au moins trois cellules Geiger parmi les quatre premières rangées de cellules, à proximité de la source, n'appartiennent pas à une des deux traces reconstruites, l'événement est rejeté. Ceci permet d'éviter toute ambiguïté sur la reconstruction des vertex.
- Le vertex de chaque trace doit être situé sur une des feuilles sources de NEMO 3 et appartenir au même isotope.
- Les deux traces doivent avoir une origine commune et pour cela satisfaire des conditions sur l'écart entre les deux points d'intersection des traces avec la source double bêta. La figure (Fig. 5.5) montre la distribution, pour des événements simulés de décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo , des distances, en centimètres, entre les deux vertex reconstruits à partir des deux traces des électrons suivant le plan longitudinal (figure du bas) et transversal (figure du haut). Au vu de ces deux figures, nous imposons les conditions suivantes : la distance entre les deux vertex doit être inférieure à 4 cm suivant le plan longitudinal et 2 cm suivant le plan transversal.

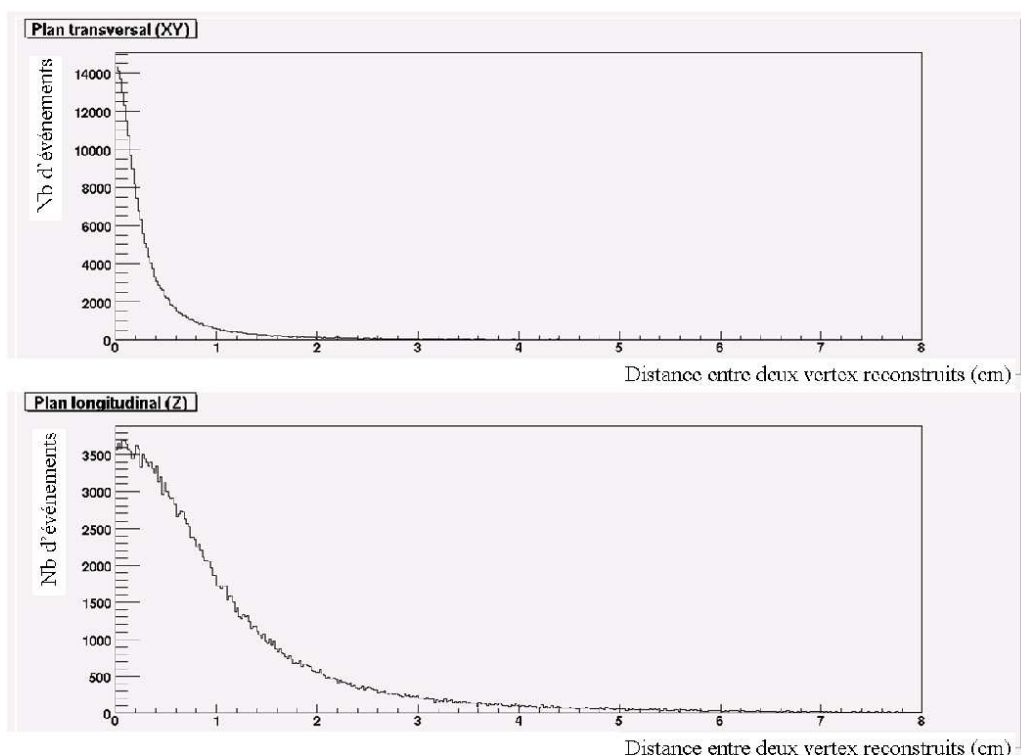


FIG. 5.5 – Distance, en centimètres, entre les deux vertex reconstruits des deux électrons émis depuis les sources de ^{100}Mo suivant le plan transversal (figure du haut) et suivant le plan longitudinal (figure du bas). Les données sont obtenues par simulation de la décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo .

- Les deux scintillateurs doivent être distincts pour connaître l'énergie de chaque électron. De plus, ces deux scintillateurs ne doivent pas être voisins afin de s'assurer qu'un même électron n'ait pu déposer d'énergie dans les deux scintillateurs ce qui fausserait les calculs de temps de vol.

- L'énergie déposée dans chacun des deux scintillateurs doit être supérieure à 200 keV car, comme le montre la figure (Fig. 5.6), la résolution temporelle se dégrade à basse énergie et la sélection des événements par mesure des temps de vol devient moins fiable.

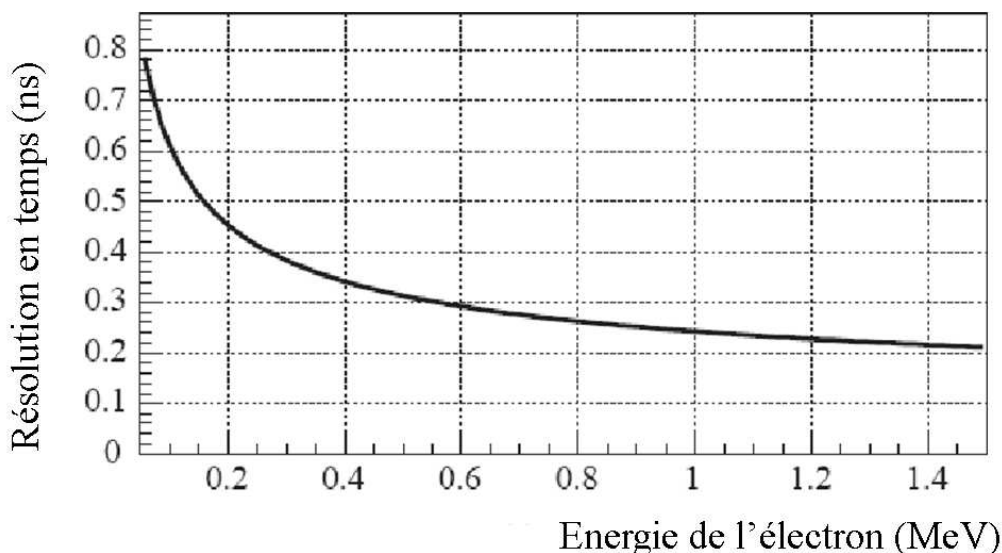


FIG. 5.6 – Evolution de la résolution temporelle en fonction de l'énergie des électrons mesurée dans le scintillateur. Cette courbe a été obtenue avec des sources de ^{207}Bi placées dans le détecteur [36].

- Les gains des photomultiplicateurs touchés doivent être inférieurs à 6 keV/canaux ADC. En imposant cette limite supérieure, on rejette les PM dont les variations de gain sont susceptibles d'être mal contrôlées.
- Les événements pour lesquels un des scintillateurs déclenché se situe sur la rangée des pétales la plus proche des feuilles source sont rejetés. En effet, la courbure de la trajectoire et la différence de temps de vol deviennent difficiles à déterminer pour les particules atteignant ces compteurs.
- Les compteurs déclenchés appartenant aux pétales ne sont retenus que si la trajectoire de l'électron, associée à ces compteurs, passe par la *face avant* des scintillateurs. Cette condition permet de pouvoir corriger l'énergie mesurée en fonction de la position du point d'impact de la particule mais aussi de connaître avec plus de précision la longueur de la trace associée au scintillateur.
- La figure (Fig. 5.7) compare la différence des temps de vol mesurés et calculés dans les hypothèses interne et externe pour des événements simulés de type $2\beta 0\nu$ (en rouge) et électrons traversants (en vert). Ces électrons sont obtenus à partir de la simulation de ^{214}Bi dans l'air situé entre le détecteur et le blindage de fer.
Les événements simulés $2\beta 0\nu$ sont tous d'origine interne et d'après la figure (Fig. 5.7), il est possible de définir les critères de sélection suivants :

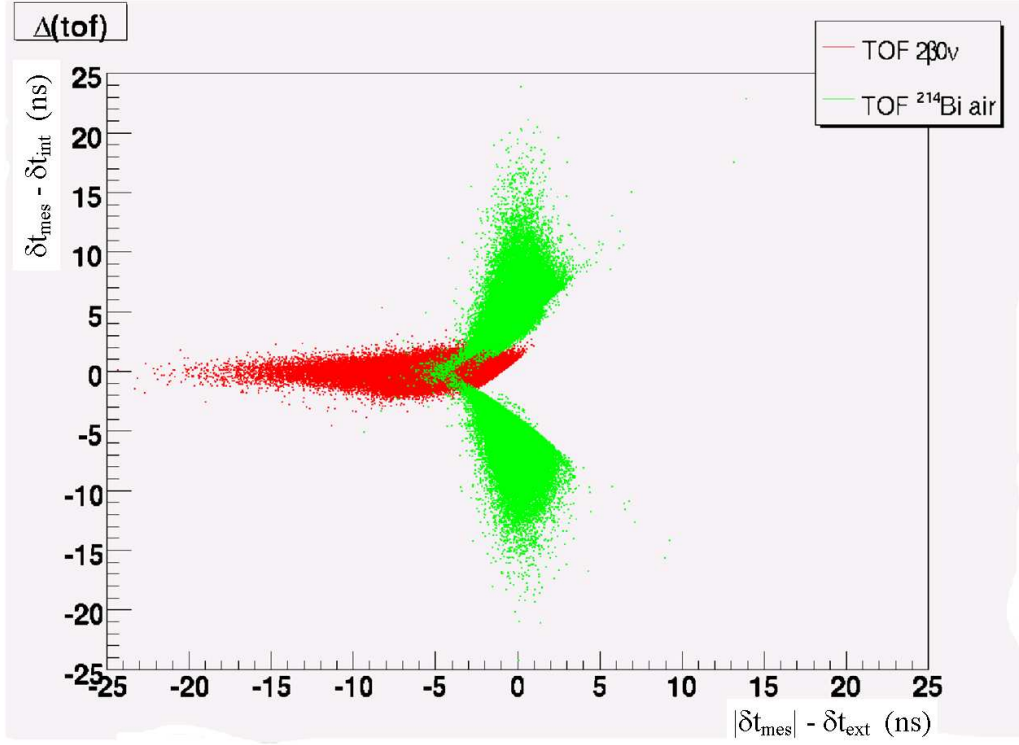


FIG. 5.7 – Comparaison de la différence des temps de vol mesurés δt_{mes} et calculé dans les hypothèses interne δt_{int} et externe δt_{ext} pour des événements simulés de type $2\beta 0\nu$ ou correspondant à des électrons traversants.

$$|\delta t_{mes} - \delta t_{int}| < 2 \text{ ns} \quad (5.7)$$

$$|\delta t_{mes}| - \delta t_{ext} < 0 \text{ ns} \quad (5.8)$$

Ces critères présentent un bon compromis entre la réjection des événements de bruit de fond et l'efficacité de détection du signal $2\beta 0\nu$ et vont permettre de déterminer des valeurs limites à appliquer sur les probabilités interne et externe calculées à partir des différences de temps de vol (§5.2.3.3). Ainsi, un événement interne est défini comme ayant une probabilité $P_{interne}$ supérieure à 4% et une probabilité externe inférieure à 1%. Un événement externe est défini comme ayant une probabilité $P_{externe}$ supérieure à 4% et une probabilité interne inférieure à 1%.

- Tout événement ayant une trace retardée compatible avec un événement généré par l'effet *BiPo* est rejeté.
- La dernière coupure élimine les événements pour lesquels les trajectoires des deux électrons se trouvent du même côté de la source émettrice double bêta avec, de l'autre côté de la source, une cellule Geiger déclenchée en temps située à proximité du vertex des deux électrons. En effet, cet événement peut être, par exemple, un électron émis depuis un fil Geiger qui se dirige vers la source et par effet Möller crée un second électron dans la source.

Un événement enregistré passant toutes les coupures décrites dans ce paragraphe est considéré comme étant un événement de type double bêta.

Distinction entre les événements $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$

Le critère additionnel permettant la sélection des événements $2\beta 0\nu$ dans l'ensemble des événements double bêta concerne la somme en énergie des deux scintillateurs déclenchés. La fenêtre en énergie où le signal de décroissance double bêta sans émission de neutrino ($2\beta 0\nu$) est attendu correspond à l'intervalle 2,75 à 3,2 MeV. Les limites de cet intervalle seront ajustées, à partir de simulations, afin d'optimiser le rapport signal sur bruit et ainsi la limite sur la période de processus $2\beta 0\nu$.

5.3.3 Détermination de l'efficacité de détection des processus $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$

L'efficacité de détection d'un processus correspond au rapport entre le nombre de désintégrations produites et le nombre d'événements effectivement détectés pour un temps déterminé. La détermination de cette efficacité se déduit de la simulation.

Pour cela, des événements de double décroissance bêta sans émission de neutrino et de double désintégration bêta avec émission de neutrinos sont calculés dans les hypothèses SSD et HSD (§1). Ces simulations ont été réalisées au niveau des sources de ^{100}Mo de NEMO 3 en prenant, dans un premier temps, un détecteur parfait, c'est-à-dire sans cellules Geiger ou photomultiplicateurs désactivés. Dans un second temps, afin d'être le plus proche possible de la réalité, les photomultiplicateurs et cellules Geiger désactivés ont été éliminés lors de l'analyse des données obtenues par simulation.

Le tableau (Tab. 5.3) donne l'efficacité de détection après chaque coupure nécessaire à la recherche des signaux $2\beta 0\nu$ et $2\beta 2\nu$.

Processus	Efficacité de détection		
	Détecteur idéal	Phase I	Phase II
$2\beta 0\nu$	$10,01 \pm 0,03 \%$	$9,20 \pm 0,03 \%$	$8,26 \pm 0,03 \%$
$2\beta 2\nu$ SSD	$5,10 \pm 0,01 \%$	$4,44 \pm 0,01 \%$	$4,17 \pm 0,01 \%$
$2\beta 2\nu$ HSD	$5,72 \pm 0,01 \%$	$4,96 \pm 0,01 \%$	$4,67 \pm 0,01 \%$

TAB. 5.2 – Efficacités de détection déterminées par simulation Monte Carlo pour les processus de désintégrations double bêta sans émission de neutrino ($2\beta 0\nu$) et avec émission de neutrinos ($2\beta 2\nu$). Pour le processus $2\beta 2\nu$ deux modèles, SSD et HSD, sont distingués. Les efficacités sont données en prenant le cas d'un détecteur idéal puis en reproduisant les conditions expérimentales des phases I et II de prises de données.

Dans le tableau (Tab. 5.2) nous pouvons constater que l'efficacité de détection du signal $2\beta 0\nu$ est de l'ordre de 10%, tandis que celle du processus $2\beta 2\nu$ est de l'ordre de 5%. Cette différence s'explique par le fait que les électrons émis lors d'une désintégration $2\beta 0\nu$ ont une énergie supérieure à ceux produits par le processus $2\beta 2\nu$. Or la probabilité qu'un électron sorte de la source émettrice double bêta augmente avec son énergie et la probabilité de rétrodiffusion dans la chambre à fils diminue lorsque l'énergie de l'électron augmente.

La différence d'efficacité entre les deux modèles de désintégration $2\beta 2\nu$, SSD et HSD, peut s'expliquer de façon identique.

Il apparaît également dans ce tableau que l'application des conditions expérimentales entraîne une baisse d'efficacité de détection. Cette baisse est plus importante pour la phase II de prises de données. Cette baisse d'efficacité entre la phase I et la phase II s'explique par un nombre plus important de PM hors service lors de la phase II.

Les efficacités ainsi déterminées dépendent des critères de sélection décrits dans le paragraphe précédent. L'effet de chacune de ces coupures est présenté à partir des événements $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo simulés dans un détecteur parfait.

Nombres d'événements générés	1.000.000
------------------------------	-----------

Coupures	Efficacité (%)
Système d'acquisition (trigger)	96,1
2 traces reconstruites	48,0
2 scintillateurs	37,2
2 scintillateurs isolés et distincts	36,4
Chaque trace est associées à un scintillateur	32,4
2 traces de courbure négative	28,1
Uniquement la face avant des scintillateurs des pétales	26,2
Aucun scintillateur des pétales proche de la source	24,0
Au moins une cellule Geiger ayant déclenché à proximité de la source et une proche du scintillateur	23,1
Moins de 3 cellules Geiger non utilisées dans les 4 premiers plans proches de la source	22,6
2 traces du même côté et une cellule proche des vertex ayant déclenchée de l'autre côté	22,6
Vertex dans les feuilles sources	21,6
Vertex commun entre les 2 traces	19,9
Au moins 200 keV déposé dans chaque scintillateur	19,5
Hypothèse interne sur le temps de vol	18,7
Uniquement les sources de ^{100}Mo	18,7
$E \in [2,75-3,2]$ MeV	10,0

TAB. 5.3 – Efficacités de détection du signal $2\beta 0\nu$ dans le détecteur NEMO 3 estimées par simulation Monte Carlo après application successive de chaque critère de sélection appliqué dans l'analyse des données.

Le tableau (Tab. 5.3) montre la baisse d'efficacité de détection après application successive des différentes coupures permettant la sélection des événements $2\beta 0\nu$.

Pour 1 million de décroissances générées, 96,1% des événements ont rempli les conditions de déclenchement du système d'acquisition, c'est-à-dire au moins une cellule Geiger et un scintillateur touché.

En appliquant les conditions nécessaires pour ne retenir que les événements ayant deux traces associées à deux scintillateurs distincts et isolés, seuls 32,4% des événements simulés sont retenus. La figure (Fig. 5.8) montre la distribution du nombre de scintillateurs touchés par événement généré sans appliquer aucune coupure. Le nombre moyen de scintillateurs est de deux par événement, et les événements ayant plus de deux scintillateurs déclenchés sont principalement dûs à la détection des photons créés par Bremsstrahlung ou bien issus des désintégrations du ^{214}Bi et du ^{208}Tl .

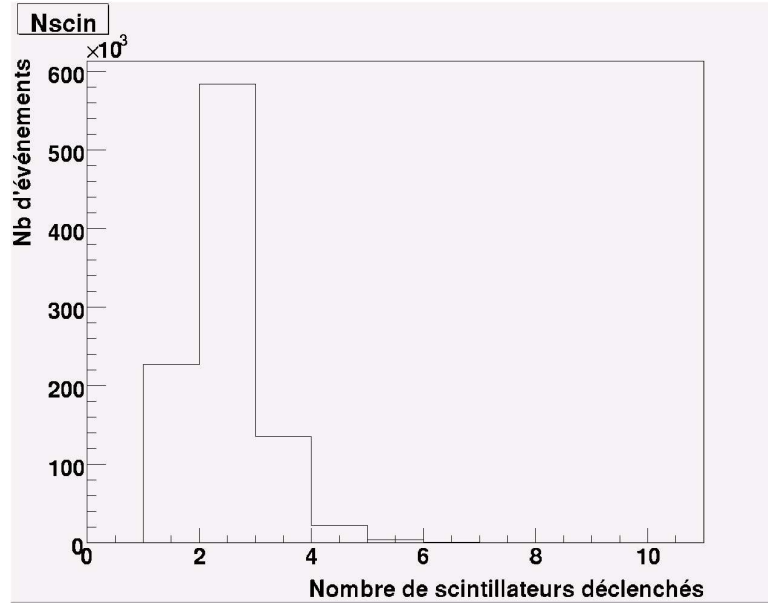


FIG. 5.8 – Distribution du nombre de scintillateurs touchés par événement simulé de décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo dans le détecteur NEMO 3. Aucune sélection n'est appliquée sur ces événements.

La condition imposant deux traces de courbure négatives entraîne une baisse de plus de 4% sur le nombre de événements. Les événements ainsi rejetés ont donc été mal identifiés lors de la reconstruction des trajectoires.

En rejetant les scintillateurs appartenant aux pétales proches des sources émettrices double bêta, l'efficacité géométrique de détection se trouve diminuée, nous ne retenons plus que 24% des événements. Les coupures sur la topologie des cellules Geiger ayant déclenché font perdre moins de 2% des événements.

L'erreur sur la reconstruction des traces due à la résolution spatiale du détecteur de trace amène l'efficacité de détection du signal $2\beta 0\nu$ à moins de 20%.

La sélection sur le temps de vol fait baisser l'efficacité de moins de 1%, tandis que la coupure imposant la recherche du signal sur l'intervalle en énergie entre 2,75 et 3,2 MeV fait perdre plus de 8% d'efficacité. L'application successive des coupures conduit à une efficacité totale de détection du signal $2\beta 0\nu$ de 10%.

Les éléments de ce chapitre vont permettre de déterminer une période ou une limite sur les processus de décroissance $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ mais également de calculer la contribution en nombre d'événements double bêta des différentes sources de bruit de fond. L'étude des bruits de fond, dont notamment celui créé par les neutrons du Laboratoire, est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Etude des bruits de fond des décroissances $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$

Le principe d'analyse des données, décrit dans le chapitre précédent, permet, à partir des données brutes enregistrées par le détecteur NEMO 3, la recherche des événements $2\beta 2\nu$ et d'un éventuel signal de décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo . Avant de déterminer une période ou une limite sur ces processus, il est nécessaire de déterminer la contribution de chaque source de bruit de fond. L'estimation de ces contributions est effectuée par simulation Monte Carlo grâce au programme NEMO 7.0.

L'objectif de ce chapitre est de déterminer le nombre d'événements de type double bêta créés par les sources de bruit de fond interne (localisées au niveau des sources émettrices double bêta) et externe (d'origine extérieure aux sources émettrices double bêta). En particulier, ce travail a porté sur le bruit de fond externe lié aux neutrons qui a fait l'objet de développement d'outils de simulation spécifiques par le groupe du CENBG (§5.2.2.2).

Notons que pour cette étude, les données simulées ne sont pas corrigées par la perte d'efficacité liée aux PM retirés par les corrections laser. Cet effet sera détaillé lors de l'étude consacrée à l'effet des corrections laser sur la détermination des périodes $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ (chapitre 7).

6.1 Bruits de fond internes

Les sources émettrices double bêta de NEMO 3, après purification, contiennent encore des traces de ^{40}K et d'isotopes radioactifs descendants des deux grandes chaînes radioactives associées à l' ^{238}U et au ^{232}Th (Fig. 2.4). Parmi ces isotopes, le ^{234}Pa , le ^{214}Pb , le ^{214}Bi , le ^{210}Bi , l' ^{228}Ac , le ^{212}Bi et le ^{208}Tl sont tous émetteurs bêta et peuvent contribuer, suivant l'énergie disponible, au bruit de fond des décroissances $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$. Le tableau (Tab. 6.1) donne la liste de ces isotopes avec la valeur de l'énergie de transition Q_β associée.

Il apparaît de nouveau que seuls le ^{214}Bi et le ^{208}Tl sont susceptibles de contribuer au bruit de fond du signal de décroissance $2\beta 0\nu$ de par leur énergie de transition supérieure à 3 MeV.

Les activités de ces isotopes ont été déterminées par spectroscopie γ [36] avec des détecteurs germanium bas bruit de fond (HPGe). L'énergie et l'intensité des raies γ mesurées permet de déterminer l'activité, ou de mettre une limite supérieure sur l'activité, d'un isotope donné. Le tableau (Tab. 6.1) donne l'énergie des raies γ ainsi que leur probabilité d'émission pour les isotopes susceptibles de contribuer au bruit de fond des signaux $2\beta 0\nu$ et $2\beta 2\nu$.

Bruit de fond pour	Isotope	Q_β (keV)	Energie γ (keV)	Intensité γ (%)
$2\beta 0\nu$ et $2\beta 2\nu$	^{214}Bi	3274	609,3	46,1
			1120,3	15,1
			1764,5	15,4
			2204,2	5,1
	^{208}Tl	4994	583,191 2614,5	84,5 99
$2\beta 2\nu$ uniquement	^{40}K	1312	1460,8	11,0
	^{234m}Pa	2195	1001,0	0,84
	^{214}Pb	1032	242,0	7,4
			295,2	19,3
			351,9	37,6
	^{228}Ac	2142	338,3	11,3
			911,2	25,8
			964,8	5,0
			969,0	15,8
	^{212}Bi	2248	727,3	6,6
	^{210}Bi	1160	-	-

TAB. 6.1 – Principaux isotopes contaminants présents dans les sources émettrices double bêta du détecteur NEMO 3.

Notons que parmi les contaminations possibles des sources émettrices double bêta, celle due au ^{210}Bi , émetteur bêta pur, n'a pu être déterminée par les mesures germanium. Le calcul de l'activité en ^{210}Bi est réalisé à partir de l'analyse des données de NEMO 3. En effet, l'avantage du détecteur NEMO 3 est de permettre l'étude des différents bruits de fond à l'aide d'événements de topologie particulière adaptée à chaque bruit de fond considéré. Ceci est possible dans NEMO 3 grâce à l'identification des différents types de particules : électrons, positrons, particules α retardées et photons. Différents canaux d'analyse ont été étudiés pour déterminer l'activité de chaque source de bruit de fond.

La contamination en ^{214}Bi des sources émettrices double bêta est mesurée en recherchant, parmi les données expérimentales, les événements comportant un électron, une particule α retardée et N photons ($N \geq 0$) (événements notés $(e^- \alpha N \gamma)$). L'électron et la particule alpha doivent avoir un vertex commun appartenant à une des sources émettrices double bêta. L'analyse de ce canal a donné une activité en ^{214}Bi compatible avec les mesures germanium (Tab. 6.2). L'activité du ^{214}Pb est égale à celle du ^{214}Bi et est donc également compatible avec celle obtenue par les mesures germanium.

Pour calculer l'activité en ^{208}Tl des sources émettrices double bêta de NEMO 3, les événements ayant un électron et deux ou trois photons ($(e^- \gamma \gamma)$ ou $(e^- \gamma \gamma \gamma)$) émis depuis la source sont étudiés. Des coupures sur le temps de vol et l'énergie des particules permettent de ne sélectionner, dans ce canal d'analyse, que les événements induits par le ^{208}Tl . Cette méthode a permis de mesurer les activités en ^{208}Tl des sources de molybdène composites ou métalliques qui sont compatibles avec les limites obtenues avec les détecteurs germanium (Tab. 6.2). Les activités des contaminations en ^{228}Ac et ^{212}Bi sont calculées à partir de l'activité trouvée pour le ^{208}Tl en tenant compte des rapports

d'embranchement et dans l'hypothèse de l'équilibre de la chaîne radioactive.

De la même façon, les activités en ^{210}Bi et ^{234m}Pa ont été calculées par l'analyse des événements correspondant à un électron émis depuis la source émettrice double bêta (Tab. 6.2).

<i>Feuilles source ^{100}Mo</i>	Isotope	Activité	
		NEMO 3 (<i>mBq/kg</i>)	HPGe (<i>mBq/kg</i>)
Métallique	^{234m}Pa	16,5	<15
	^{214}Pb	0,104	<0,39
	^{214}Bi	0,104	<0,39
	^{210}Bi	11,3	-
	^{228}Ac	0,25	<0,50
	^{212}Bi	0,25	<0,30
	^{208}Tl	0,092	<0,11
	^{40}K	-	<5
Composite	^{234m}Pa	9,2	<15
	^{214}Pb	0,05	<0,34
	^{214}Bi	0,05	<0,34
	^{210}Bi	39,5	-
	^{228}Ac	0,32	<0,30
	^{212}Bi	0,32	<0,28
	^{208}Tl	0,115	<0,10
	^{40}K	-	<6

TAB. 6.2 – Activités en *mBq/kg* des différentes contaminations internes des sources de ^{100}Mo métalliques et composites mesurées à partir des données de NEMO3 [72] et avec les détecteurs germanium.

L'estimation du bruit de fond interne peut être réalisée à partir des valeurs des activités obtenues par analyse des données expérimentales de NEMO 3 ou bien à partir des valeurs limites mesurées par les détecteurs germanium. Nous pouvons noter (Tab. 6.2) que les activités obtenues par analyse des données de NEMO 3 [72] sont compatibles avec les valeurs limites mesurées par les détecteurs germanium. Dans le cadre de notre étude, les simulations du bruit de fond interne ont été réalisées dans la mesure du possible à partir des valeurs limites mesurées par les détecteurs germanium.

Les spectres en énergie totale des événements du type double bêta obtenus par simulation de toutes les sources de bruit de fond interne sont donnés sur la figure (Fig. 6.1) pour la phase I d'acquisition des données et sur la figure (Fig. 6.2) pour la phase II.

Il apparaît, sur ces figures, que le bruit de fond dominant pour la décroissance $2\beta 2\nu$ est créé par le ^{234m}Pa . Ceci s'explique par l'activité importante de cet isotope dans les sources émettrices double bêta.

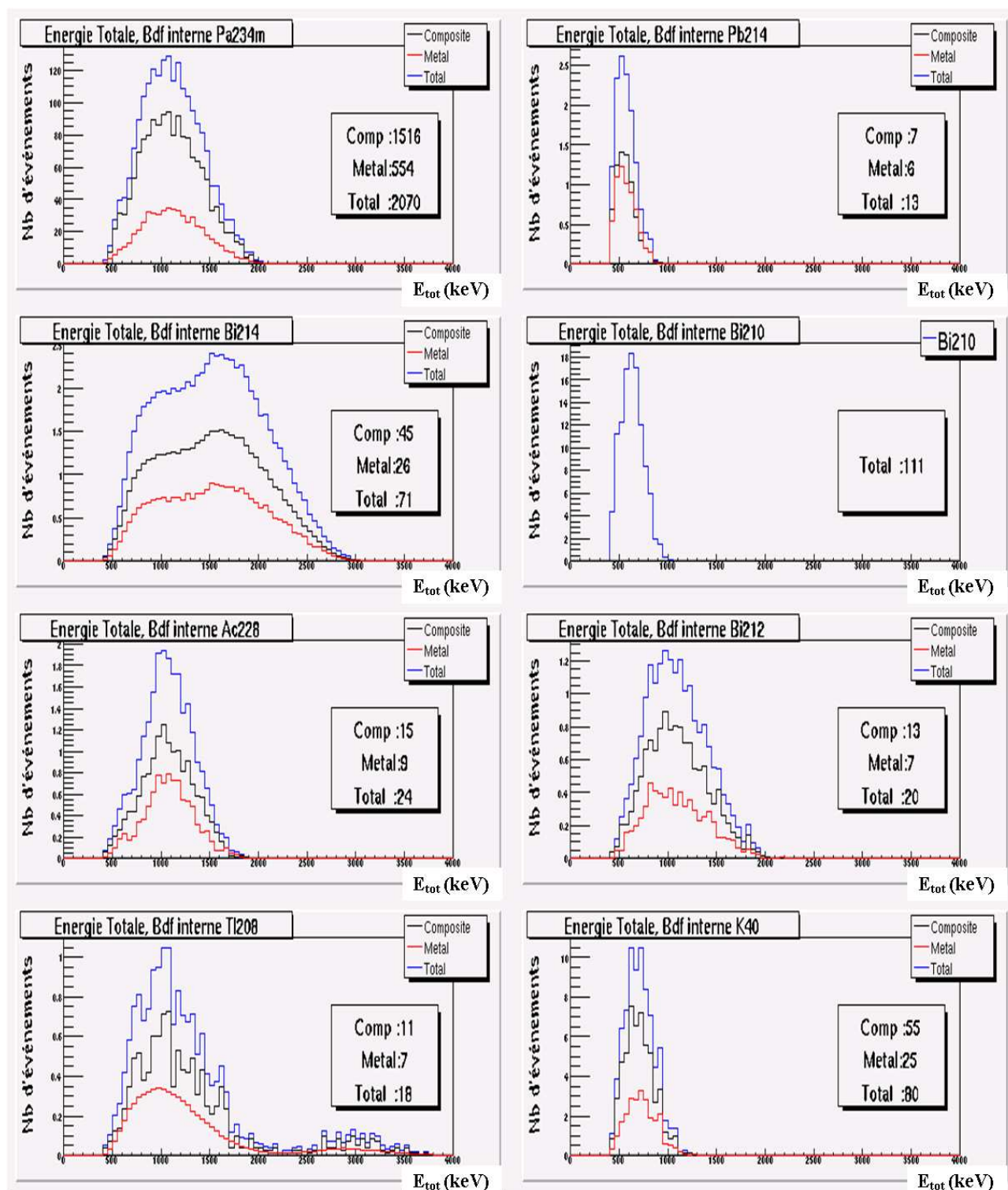


FIG. 6.1 – Distributions de l'énergie totale des événements du type double bêta créés par les différentes sources de bruit de fond interne dans l'ensemble des sources de ^{100}Mo (bleu), dans les sources ^{100}Mo composites (noir) et métalliques (rouge) lors la phase I de l'expérience.

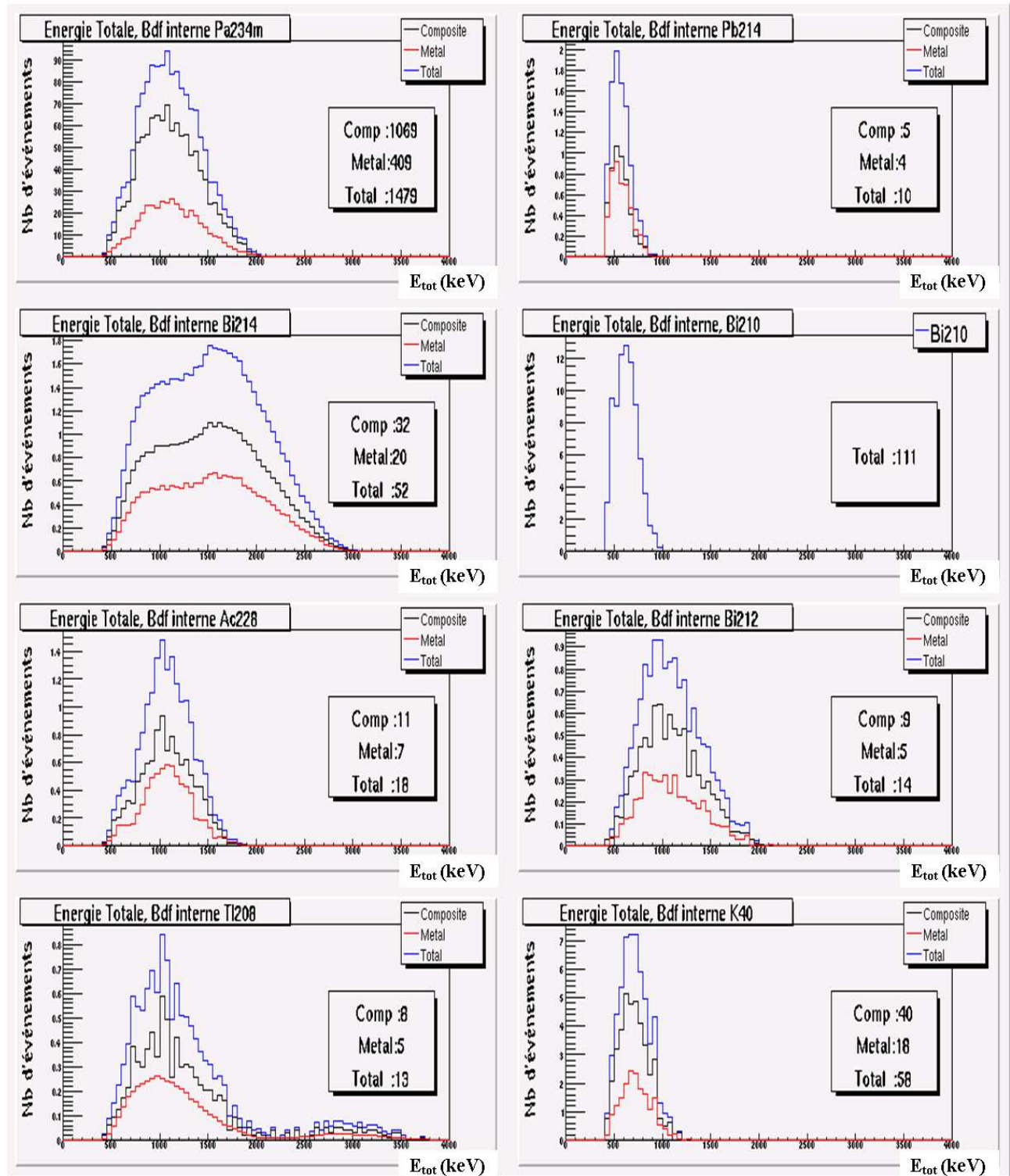


FIG. 6.2 – Distributions de l'énergie totale des événements du type double bêta créés par les différentes sources de bruit de fond interne dans l'ensemble des sources de ^{100}Mo (bleu), dans les sources ^{100}Mo composites (noir) et métalliques (rouge) lors la phase II.

6.2 Bruits de fond externes créés par les contaminations radioactives

Dans le détecteur NEMO3, le bruit de fond externe de la décroissance $2\beta 2\nu$ lié à des contaminations radioactives a quatre origines possibles :

- la radioactivité des photomultiplicateurs,
- le radon dans et autour du détecteur,
- la contamination en ^{210}Bi des surfaces des fils des cellules Geiger,
- les contaminations en ^{60}Co des pétales en fer du calorimètre.

Parmi ces sources de bruit de fond, seules les contaminations en ^{214}Bi et ^{208}Tl (au niveau des photomultiplicateurs ou provenant de la décroissance du radon) pourront participer au bruit de fond de la décroissance $2\beta 0\nu$.

Contaminations des photomultiplicateurs

Des contaminations en ^{40}K , ^{208}Tl , ^{228}Ac et ^{214}Bi ont été mesurées dans les photomultiplicateurs du détecteur NEMO 3. L'analyse des événements externes (e^- , γ) des données de NEMO 3 donne les activités de ces isotopes. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles mesurées par spectroscopie γ (Tableau 6.3).

Le radon

L'analyse du canal ($e^- \alpha N \gamma$) (§6.1) dans les données de NEMO 3 a montré, lors de la phase I de l'expérience, une présence importante de radon à l'intérieur du détecteur [70]. De plus, des mesures du taux de radon réalisées à l'aide d'un détecteur de radon indépendant du détecteur NEMO 3, ont confirmé la contamination en radon à la sortie du gaz de la chambre à fils du détecteur. Cette présence est due à l'infiltration, au niveau des joints entre les secteurs, de ^{222}Rn à l'intérieur du détecteur. La tente anti-radon placée autour du détecteur NEMO 3 a permis de réduire cette contamination. La présence de radon dans le détecteur a conduit à une contamination en ^{214}Bi et en ^{214}Pb à la surface des sources émettrices double bêta. Les activités de ces deux isotopes estimées par analyse sont de 12,2 mBq pour toute la surface des sources de ^{100}Mo et ce, pour la phase I des prises de données. L'estimation de cette contamination pour la phase II n'a pas encore été déterminée mais devrait être négligeable.

De plus, la présence de radon et de thoron dans l'air entre les blindages et le détecteur (cet air était identique à celui du LSM lors de la phase I), entraîne la présence des noyaux de ^{214}Bi et le ^{208}Tl qui peuvent produire des événements mimant un signal double bêta. L'activité en ^{214}Bi mesurée par le détecteur de radon est de 16,4 Bq/m³ pour la phase I et de 0,2 Bq/m³ pour la phase II. L'activité en ^{208}Tl est déduite de ces mesures en supposant que le rapport entre le radon et le thoron est de 190.

Enfin, une analyse des événements à un électron et une trace α retardée localisés dans la chambre à fils a montré une contamination en ^{214}Bi et ^{214}Pb de la surface des fils des cellules de dérive. Les activités mesurées pendant la phase I et II sont données dans le tableau (Tab. 6.3).

Contamination de la surface des cellules de dérive

La recherche d'événements correspondant à un électron émis par une cellule de la chambre à fils du détecteur a mis en évidence une contamination des fils en ^{210}Bi [73]. Compte tenu du fait qu'il existe un isotope, le ^{210}Pb , à longue période de l'ordre de 22 ans, descendant du ^{222}Rn et dont le noyau fils est le ^{210}Bi , il est impossible que la contamination observée soit induite par l'infiltration du radon

dans le détecteur depuis sa mise en fonctionnement. L'activité mesurée en ^{210}Bi est donc liée à des contaminations antérieures des matériaux composant les fils des cellules de dérive. Cette activité est donnée dans le tableau (Tab. 6.3).

Localisation	Isotope	Activité	
		NEMO 3	HPGe ou détecteur radon
Photomultiplicateur	^{208}Tl	39,8 Bq	17,8 Bq
	^{214}Bi	302 Bq	302 Bq
	^{40}K	1555 Bq	831 Bq
	^{228}Ac	14,3 Bq	6,4 Bq
Radon (surface des sources)	^{214}Bi	0,0122 Bq (phase I)	-
		0 Bq (phase II)	-
	^{214}Pb	0,0122 Bq (phase I)	-
		0 Bq (phase II)	-
Radon (détecteur de traces)	^{214}Bi	0,925 Bq/m ³ (phase I)	-
		0,14 Bq/m ³ (phase II)	-
	^{214}Pb	0,925 Bq/m ³ (phase I)	-
		0,14 Bq/m ³ (phase II)	-
Radon (air)	^{214}Bi	-	854 Bq (phase I) 10,4 Bq (phase II)
	^{208}Tl	-	4,5 Bq (phase I) 0,06 Bq (phase II)
Pétales	^{60}Co	-	17 Bq
Cellules Geiger	^{210}Bi	1,937 Bq	-

TAB. 6.3 – Activités des différentes contaminations radioactives contribuant au bruit de fond externe mesurées à partir des données de NEMO3, avec les détecteurs germanium ou le détecteur de radon.

Contamination des pétales du calorimètre

Les mesures par spectroscopie γ ont également mis en évidence la présence de ^{60}Co dans la structure métallique formant les pétales du calorimètre de NEMO 3. Le ^{60}Co est un émetteur de rayonnements γ (1173,2 keV et 1332,5 keV). Compte tenu de la proximité des pétales avec les sources émettrices double bêta, cette source doit être prise en compte dans l'analyse. L'activité en ^{60}Co dans les pétales est de 17 ± 4 Bq.

Dans l'analyse, comme pour l'étude du bruit de fond interne, nous utiliserons, dans la mesure du possible, les activités obtenues par spectroscopie γ .

Les figures (Fig. 6.3) et (Fig. 6.4) présentent les spectres en énergie des événements de type double bêta obtenus par simulation des sources de bruit de fond externe précédemment décrites pour la phase

I. Les spectres équivalents, pour la phase II, sont représentés sur les figures (Fig. 6.5) et (Fig. 6.6). Il apparaît que, pendant la phase I, la présence de radon, dans et autour du détecteur, crée un nombre d'événements de bruit de fond pour la décroissance $2\beta 2\nu$ très important. Pour la phase II, ce bruit de fond est très nettement réduit et devient du même ordre de grandeur que le bruit de fond créé par les contaminations radioactives des photomultiplicateurs. Pour la recherche du signal de décroissance $2\beta 0\nu$, le bruit de fond externe dominant est le ^{214}Bi déposé sur les fils des cellules du détecteur de traces de NEMO 3.

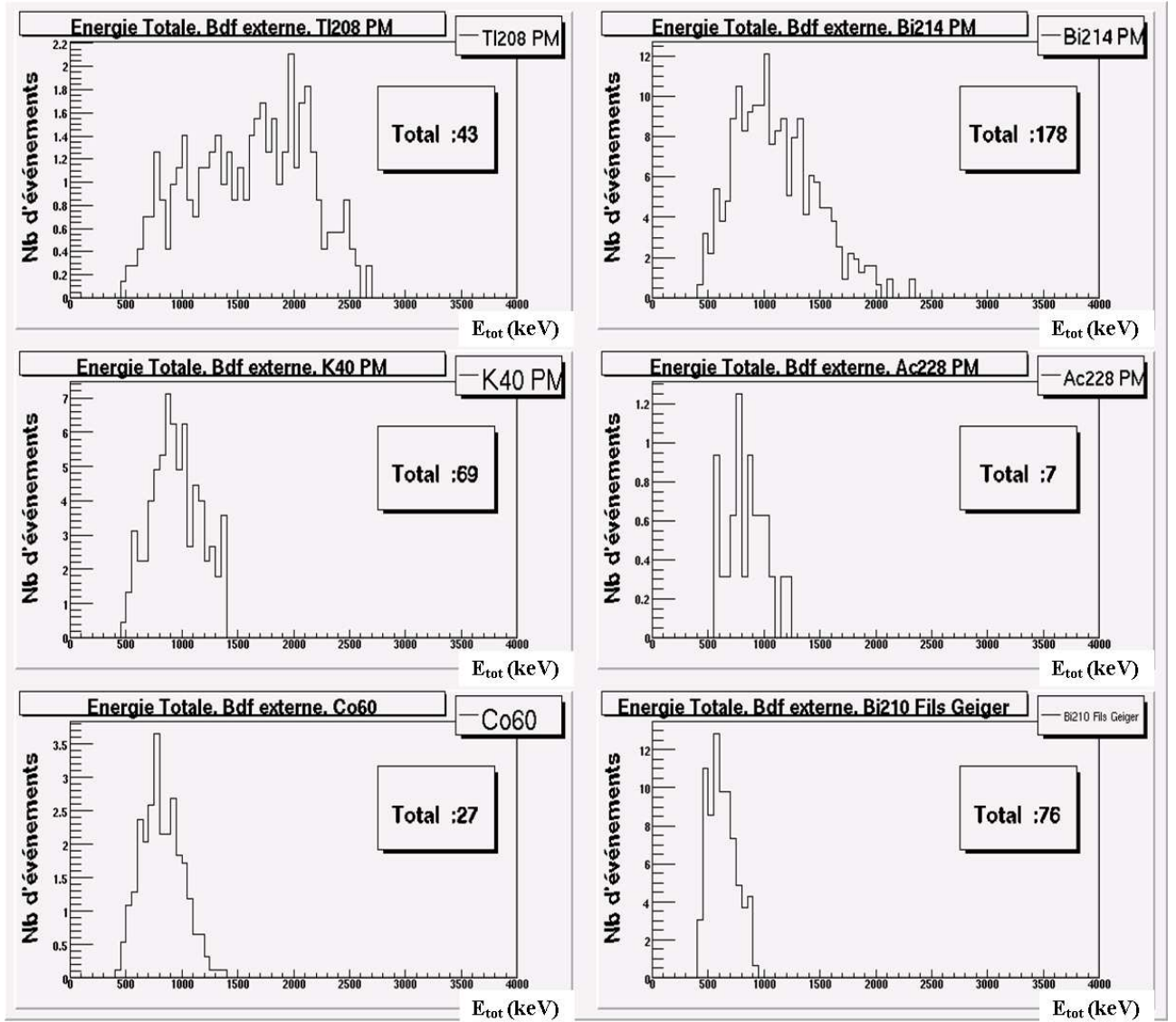


FIG. 6.3 – Distributions de l'énergie totale des événements de bruit de fond externe créés par les contaminations radioactives autres que le radon lors de la phase I d'acquisition des données.

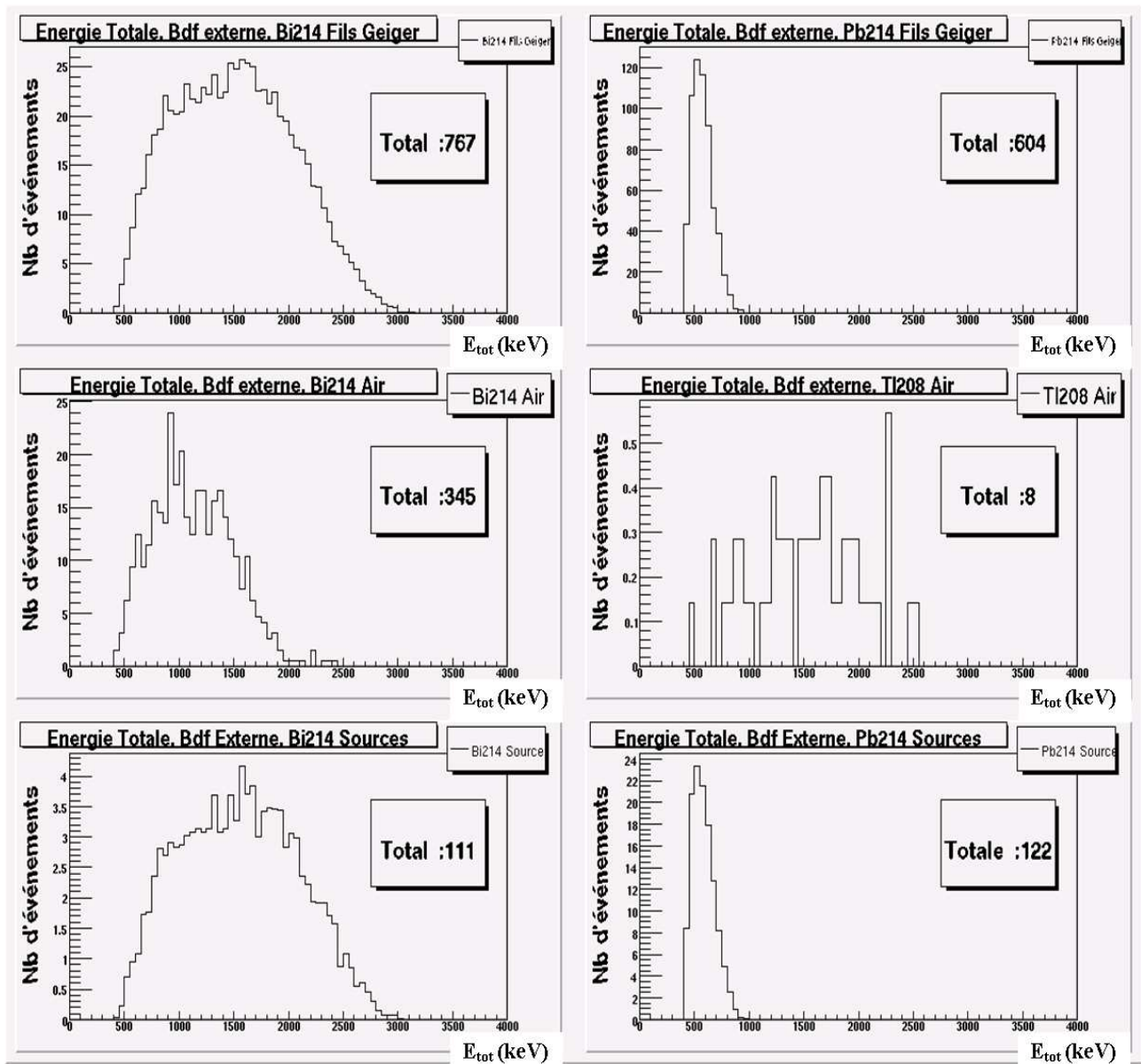


FIG. 6.4 – Distributions de l'énergie totale des événements de bruit de fond externe créés par le radon lors de la phase I d'acquisition des données.

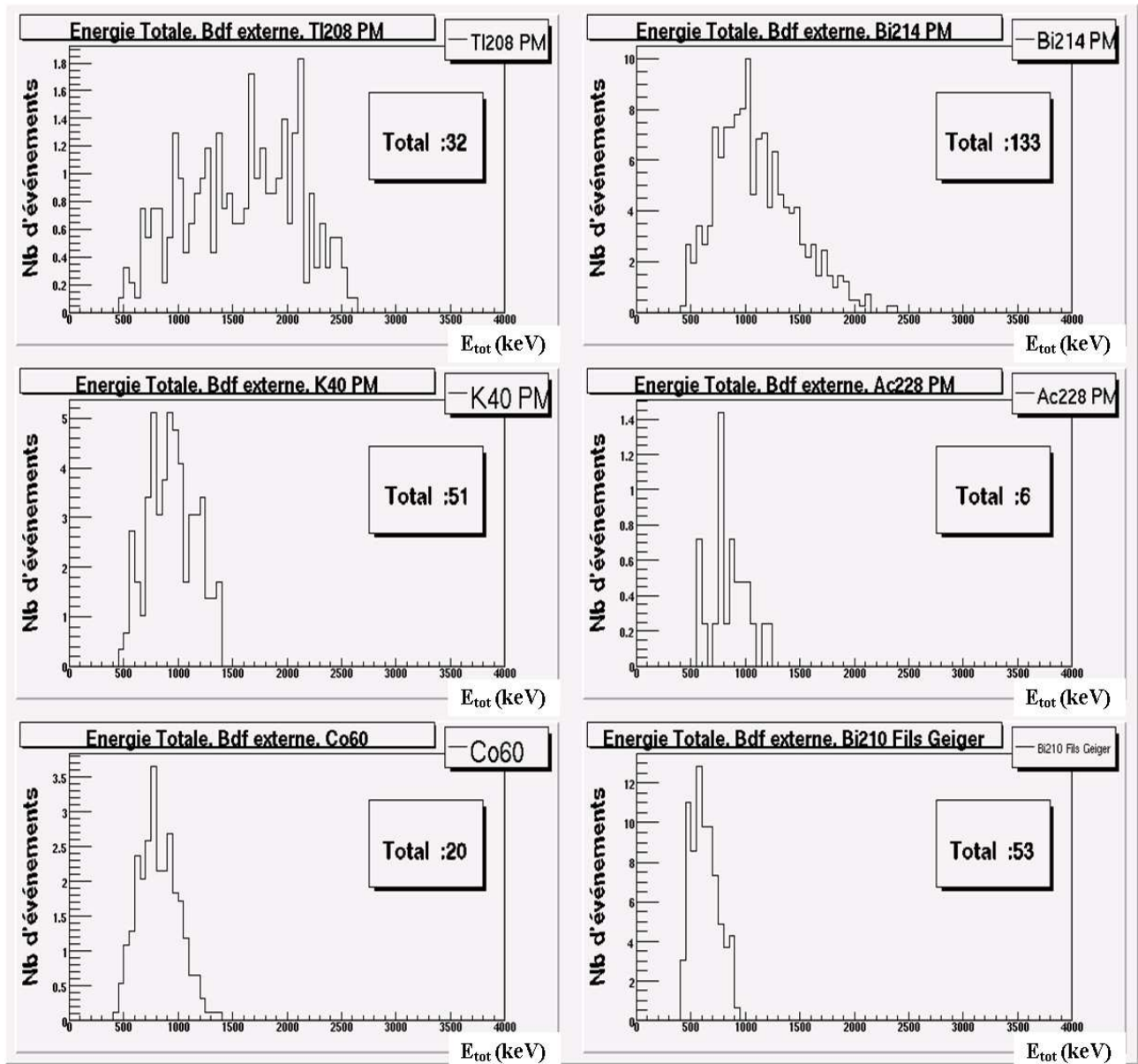


FIG. 6.5 – Distributions de l'énergie totale des événements de bruit de fond externe créés par les contaminations radioactives autres que le radon lors de la phase II de l'expérience.

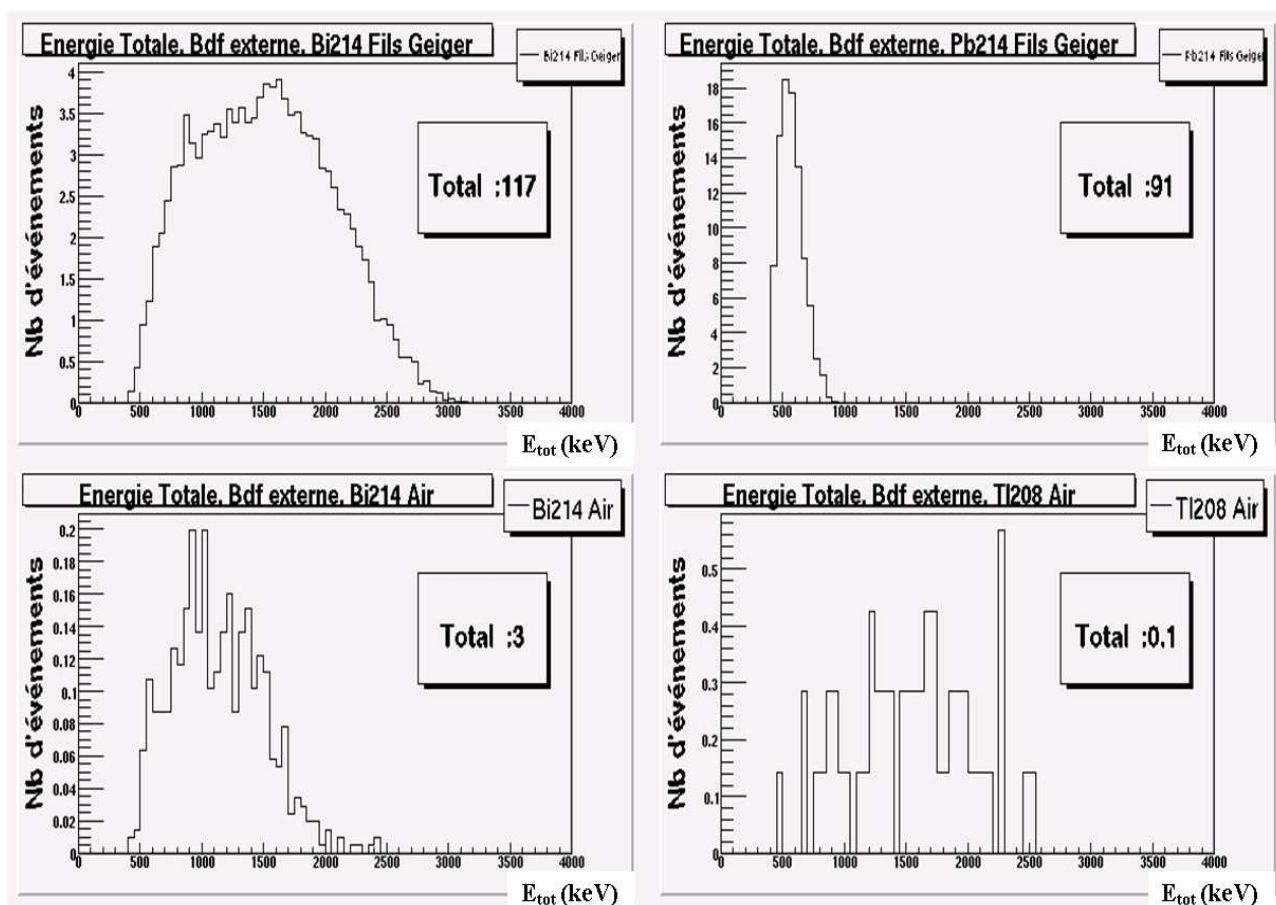


FIG. 6.6 – Distributions de l'énergie totale des événements de bruit de fond externe créés par le radon lors de la phase II d'acquisition des données.

La dernière source potentielle de bruit de fond externe est le flux de neutrons du Laboratoire. Ce bruit de fond est traité en détail dans le paragraphe suivant.

6.3 Bruit de fond externe créé par les neutrons

L'interaction des neutrons avec la matière peut entraîner l'émission de rayonnements γ . Ces photons sont susceptibles à leur tour de générer des événements de bruit de fond mimant un événement de décroissance $2\beta 2\nu$ ou $2\beta 0\nu$.

La simulation des neutrons est complexe. Plusieurs séries de prises de données avec une source neutron placée autour du détecteur NEMO 3 ont été réalisées. Leur but était de valider le programme de simulation des neutrons développé au CENBG (§5.2.2.2). Ce paragraphe présente les résultats obtenus ainsi que l'estimation du bruit de fond créé par les neutrons produits dans le Laboratoire.

6.3.1 Origine des neutrons dans le LSM

Les mécanismes d'interaction des neutrons avec la matière diffèrent suivant l'énergie des neutrons. Par la suite, nous prendrons les conventions suivantes : les neutrons dits rapides ont une énergie supérieure

à 1 MeV, ceux ayant une énergie comprise entre 500 keV et 1 MeV sont appelés épithermiques et les neutrons thermiques ont une énergie de l'ordre de 0,025 eV.

Dans le Laboratoire Souterrain de Modane, les neutrons ont deux origines possibles.

La première provient des isotopes radioactifs des chaînes radioactives naturelles présents dans la roche du Laboratoire. En effet, l'uranium et le thorium de la roche sont susceptibles de produire des neutrons par fission spontanée ou par réaction (α, n) . Les flux de neutrons ainsi produits sont donnés dans le tableau (Tab. 6.4) [39].

Type de neutrons	Flux ($n.s^{-1}.cm^{-2}$)
thermique ($\approx 0,025$ eV)	$(1,6 \pm 0,1).10^{-6}$
épithermique	$\approx 10^{-6}$
rapide	$(4,0 \pm 1,0).10^{-6}$

TAB. 6.4 – Flux de neutrons dans le Laboratoire Souterrain de Modane en fonction de leurs énergies.

Les flux de neutrons thermiques et rapides ont fait l'objet de mesures [39] tandis que celui des neutrons épithermiques a été déduit de mesures effectuées dans le Laboratoire Souterrain du Grand Sasso [40] en supposant que les mécanismes de création de ces neutrons sont les mêmes dans les deux Laboratoires. Le flux de neutrons épithermiques est ainsi estimé, au niveau du Laboratoire Souterrain de Modane, à environ 10^{-6} neutron par seconde et par centimètre carré [41].

Le spectre en énergie des neutrons rapides dans le LSM est représenté sur la figure (Fig. 6.7).

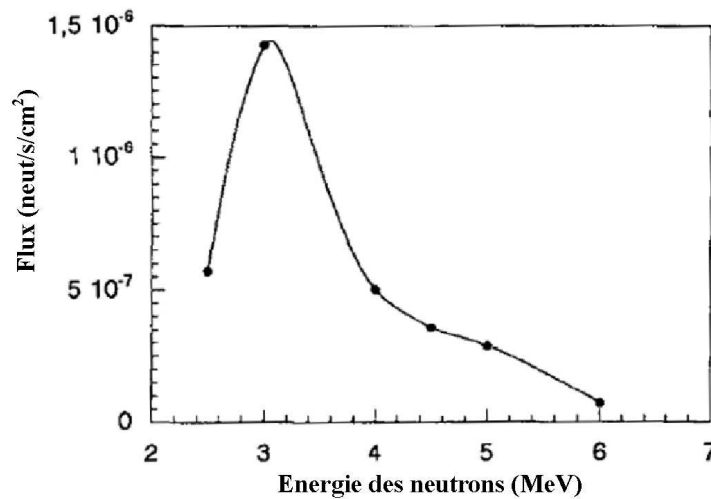


FIG. 6.7 – Spectre en énergie des neutrons rapides mesuré dans le Laboratoire Souterrain de Modane. [39].

La seconde source de neutrons est liée à l'interaction des muons d'origine cosmique. En effet, l'interaction électromagnétique ou la capture de ces muons avec les noyaux qui composent la roche peuvent créer des neutrons. Cependant, le flux de muons, dans le Laboratoire situé sous 4800 mètres d'équivalent d'eau, est réduit d'un facteur 2×10^6 par rapport à celui présent au niveau de la mer [38]. Le

nombre de neutrons induits par l'interaction des muons cosmiques est donc faible et a été estimé à $(2, 30 \pm 0, 50) \cdot 10^{-8}$ neutrons par an et par gramme de roche [39].

6.3.2 Mécanismes d'interaction des neutrons

Pour les neutrons du Laboratoire, d'énergies comprises entre l'énergie thermique et quelques MeV, les interactions neutron-matière se limitent à la diffusion élastique, la diffusion inélastique et aux réactions nucléaires (n, p) , (n, α) et de capture radiative (n, γ) .

Les neutrons rapides interagissent essentiellement avec la matière par diffusions élastique et inélastique. Lors de chaque collision élastique avec un noyau, une fraction de l'énergie du neutron est transférée au noyau sous forme d'énergie cinétique. Le transfert maximum d'énergie T_{max} lors d'une collision élastique d'un neutron de masse M_n , d'énergie cinétique E_0 avec un noyau de masse M_{at} est donnée par l'expression (6.1) [71].

$$T_{max} \propto \frac{M_n \cdot M_{at}}{(M_n + M_{at})^2} E_0 \quad (6.1)$$

On constate que le transfert d'énergie diminue avec la masse M_{at} de l'atome. Le transfert est donc maximal avec l'hydrogène. Les matériaux riches en hydrogène sont, par conséquent, les plus appropriés pour ralentir les neutrons rapides.

La diffusion inélastique $(n, \gamma n')$ donne lieu à un flux de rayonnements γ dont l'énergie dépend de celle du neutron incident et du noyau cible. Etant donnée l'énergie moyenne des neutrons rapides atteignant l'intérieur du détecteur NEMO 3, l'énergie des rayonnements γ émis par ce processus est inférieure à 3 MeV. La diffusion inélastique intervient dans le ralentissement des neutrons rapides essentiellement dans les matériaux moyens et lourds.

Les réactions nucléaires (n, p) et (n, α) , sur des noyaux légers, conduisent à l'émission de photons de désexcitation d'énergies élevées. Cependant, la probabilité d'interaction des neutrons par ces processus est faible dans le détecteur NEMO3. A titre d'exemple, la section efficace $\sigma(n, \alpha)$ des réactions (n, α) des neutrons de quelques dizaines de MeV dans le ^{56}Fe est de l'ordre de 10^{-2} barn. De même la section efficace $\sigma(n, p)$ de la réaction (n, p) dans le ^{56}Fe est d'environ 5×10^{-2} MeV pour des neutrons de 10 MeV.

Dans le processus de capture radiative (n, γ) , le neutron incident est capturé par le noyau cible. Le noyau composé, ainsi formé, se désexcite souvent par émission d'un rayonnement γ dont l'énergie est égale à l'énergie de séparation du dernier neutron (pour la capture des neutrons thermiques). L'énergie du photon est donc caractéristique du noyau formé. Les sections efficaces de capture (n, γ) sont inversement proportionnelles à l'énergie cinétique des neutrons incidents. La probabilité d'interaction neutron-matière par capture radiative est donc plus importante pour les neutrons dits thermiques que pour les neutrons rapides. Les neutrons rapides ne peuvent être capturés qu'après avoir été thermalisés en effectuant, par exemple, une série de diffusions élastiques. Le tableau (Tab. 6.5) donne les sections efficaces de capture radiative, ainsi que l'énergie maximale des photons de désexcitation associés, dans les matériaux du détecteur de NEMO 3. Compte tenu des valeurs des sections efficaces (Tab. 6.5), la contribution des neutrons au bruit de fond $2\beta 0\nu$ proviendra principalement des captures radiatives (n, γ) dans les différentes structures en fer et en cuivre du détecteur.

Matériau	$\sigma_{(n,\gamma)}$ (barn)	E_γ (keV)
H	0,328	2223,25
B	0,103	7005,1
C	0,0034	4945,33
O	0,0003	3271,0
F	0,0096	6600,7
Al	0,233	7723,8
Cl	35,5	8578,4
Cu	3,79	7914,5
Fe	2,56	10046,0
Pb	0,171	7367,7
Source 2β		
Se	11,7	9181,6
Zr	0,184	8634,7
^{113}Cd	2450	9043,4
^{100}Mo	0,5	5398,0

TAB. 6.5 – Sections efficaces $\sigma_{(n,\gamma)}$ pour les neutrons thermiques et énergies maximales E_γ des photons émis lors de la capture radiative des neutrons thermiques dans divers matériaux du détecteur NEMO 3 [41].

6.3.3 Topologie des événements sélectionnés pour l'étude des neutrons.

Ce sont les photons créés lors de captures radiatives des neutrons ou diffusions inélastiques qui vont interagir avec les sources émettrices double bêta et pouvoir mimer un signal $2\beta 2\nu$ ou $2\beta 0\nu$.

Dans le détecteur NEMO 3, les neutrons qui auront franchi le blindage vont principalement se thermaliser dans les scintillateurs. Une partie de ces neutrons va être directement capturée dans l'hydrogène des scintillateurs. Une autre partie sera capturée dans le cuivre ou le fer des structures supportant les scintillateurs. Les photons ainsi produits vont pouvoir interagir avec les scintillateurs du calorimètre et générer, par effet Compton, création de paires ou effet photoélectrique, un électron qui pourra sortir du scintillateur et traverser le détecteur NEMO 3.

Pour l'analyse des données réelles ou simulées liées aux neutrons, le canal appelé *électron traversant* (ou *One Crossing Electron*), notamment pour des énergies élevées, sera donc utilisé [41].

Les critères de sélection définissant un événement correspondant à un *électron traversant* reprennent principalement ceux établis pour la recherche d'un signal double bêta et décrit dans le paragraphe (§5.3). Les différences portent sur la courbure des deux traces reconstruites et sur les temps de vol. En effet, un électron émis depuis un scintillateur et se dirigeant vers la source présente une courbure positive et est donc identifié dans le détecteur comme un positron (la source émettrice double bêta étant le référentiel) (Fig. 6.8).

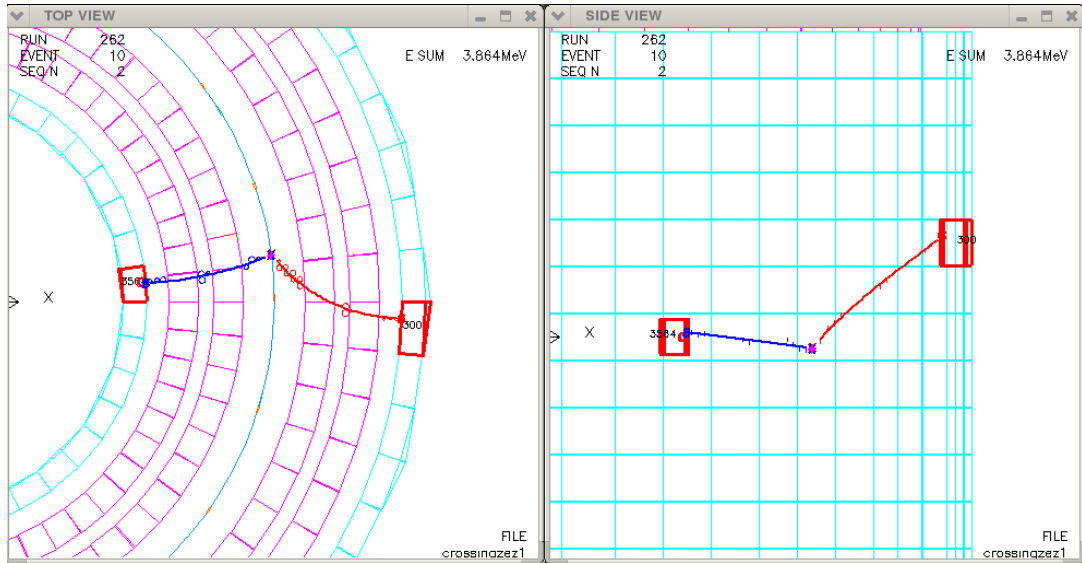


FIG. 6.8 – Événement simulé d'un électron traversant le détecteur émis depuis un scintillateur du mur interne du calorimètre de NEMO 3.

Un événement *électron traversant* dispose donc d'une trace de courbure négative et d'une trace de courbure positive. La distinction entre une création de paire électron-positron et un événement *électron traversant* se fait par le calcul du temps de vol. Les événements du type *électron traversant* sont d'origine externe et doivent ainsi avoir une probabilité externe supérieure à 4% et une probabilité interne inférieure à 1% (§5.2.3.3). Les électrons produits par interaction des photons de captures des neutrons peuvent avoir une énergie élevée. Afin de s'affranchir des éventuels effets de saturation des photomultiplicateurs, nous imposons la condition supplémentaire suivante pour la sélection des événements *électron traversant* : le dépôt d'énergie dans chaque scintillateur doit être inférieur ou égal à 4 MeV.

6.3.4 Etude de la réponse du détecteur aux neutrons

Plusieurs prises de données avec une source de neutrons ont été effectuées dans différentes configurations de blindage du détecteur NEMO 3. La comparaison des résultats de ces données avec ceux des simulations va permettre de valider la partie dédiée au traitement des neutrons du logiciel de simulation NEMO-7.0. L'objectif final est de déterminer la contribution des neutrons aux bruits de fond des décroissances $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$.

6.3.4.1 Les conditions de prises de données

Le blindage contre les neutrons est constitué de trois ensembles. La première partie, située sous la tour centrale du détecteur, est constituée de paraffine de 20 cm d'épaisseur. La composition de la paraffine est très proche de l'eau et permet ainsi de thermaliser les neutrons par diffusions élastiques. Les extrémités supérieure et inférieure du détecteur sont couvertes de bois d'une épaisseur de 28 cm. Le dernier ensemble du blindage couvre la surface cylindrique latérale du détecteur. Cette surface est couverte de 10 réservoirs en inox d'une épaisseur de 35 cm contenant de l'eau et du bore (0,1%).

Le blindage neutron a été mis en place progressivement. Jusqu'en février 2003, seul le blindage de fer contre les rayonnements gamma ainsi que les 20 cm de paraffine étaient installés (période dite *sans blindage*). De février 2003 à février 2004, le bois et les cuves d'eau ont été ajoutés. Cependant, par erreur, les cuves n'ont pas été complètement remplies d'eau. La figure (Fig 6.9) schématise la configuration des cuves d'eau pendant cette période (blindage dit *Partiel*). Enfin, à partir de février 2004, le niveau d'eau a été complété et le bore ajouté (blindage *Complet*).

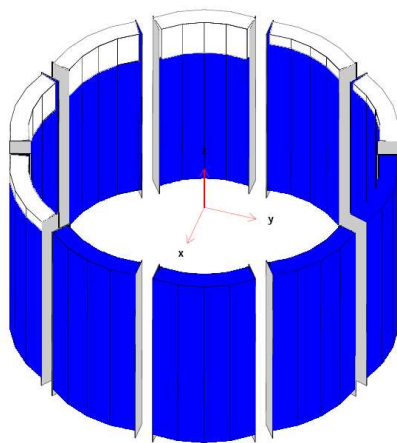


FIG. 6.9 – Niveau d'eau (en bleu) présent dans les cuves en inox du blindage neutron avant mars 2004. Six cuves sur dix présentaient un déficit en eau.

Ainsi, entre juillet 2002 et juillet 2006, quatre séries de prises de données en présence d'une source de neutrons ont été réalisées dans différentes configurations de blindage.

Les données obtenues en juillet 2002 correspondent à la configuration *sans blindage*. En février 2004, une seconde série de données a été enregistrée avec, cette fois-ci, le blindage neutron *Partiel*. Pour les deux dernières acquisitions, réalisées en mars 2004 et en juillet 2006, le blindage neutron était en configuration *Complet*.

Pour chaque série de prises de données, la source de neutrons était positionnée :

- au-dessus du détecteur au niveau de la tour centrale située sur le bois ou à une hauteur équivalente, comme le montre la figure (Fig. 6.10),
- à mi-hauteur au niveau du mur externe entre les secteurs 14 et 15 du détecteur (Fig. 6.11).

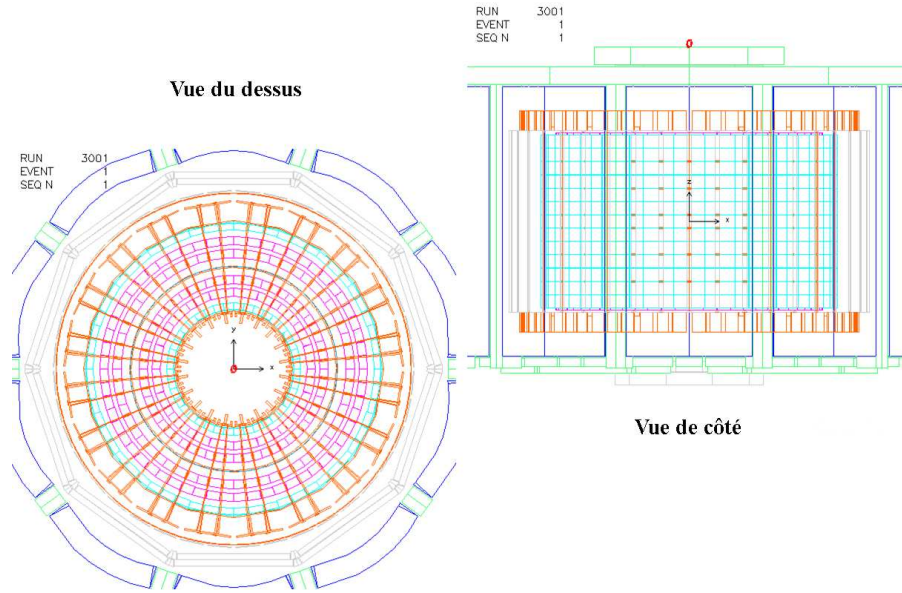


FIG. 6.10 – Position de la source de neutrons *AmBe* au-dessus du détecteur NEMO 3 (point rouge).

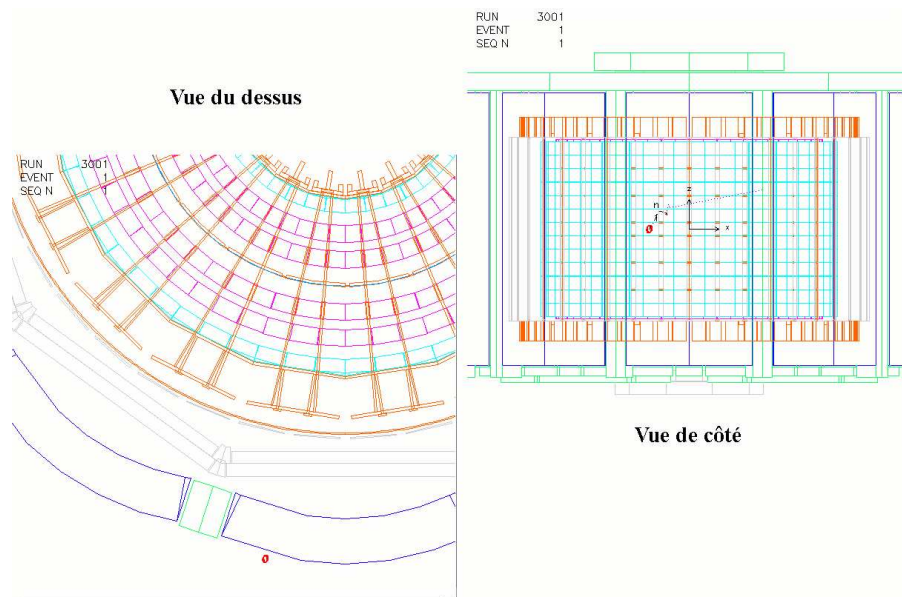


FIG. 6.11 – Position de la source de neutrons *AmBe* à mi-hauteur du détecteur au niveau des secteurs 14 et 15 (point rouge).

6.3.4.2 La source d'Américium-Béryllium (AmBe)

La source de neutrons utilisée est composée d'Américium 241 et de Béryllium 9. L' ^{241}Am est un isotope émetteur de particules α ayant une énergie de 5,637 MeV. Cette particule α peut, après émission, interagir avec le ^9Be par réaction (α, n) . Cette réaction donne du carbone 13 qui se désexcite par émission d'un neutron. Le principe de la réaction est :



Comme le montre la figure (Fig. 6.12), la réaction (α, n) peut ainsi alimenter les niveaux du carbone 13 jusqu'à 10,8 MeV. La source émet également des photons de désexcitation principalement d'une énergie de 4,43 MeV qui correspondent au passage du premier niveau excité vers le fondamental du ^{12}C . La contribution du niveau à 7,65 MeV est faible car la probabilité d'émission d'un rayonnement γ de désexcitation est inférieure à 4%.

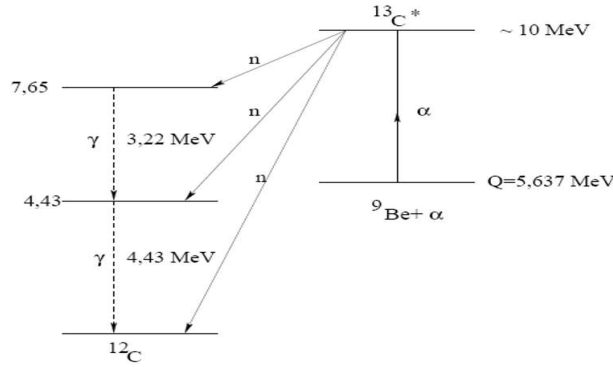


FIG. 6.12 – Schéma simplifié de la réaction $^9\text{Be} + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C} + n$.

La forme du spectre en énergie des neutrons émis par une source *AmBe* dépend de l'énergie des particules α au moment de la réaction¹ (Fig. 6.13).

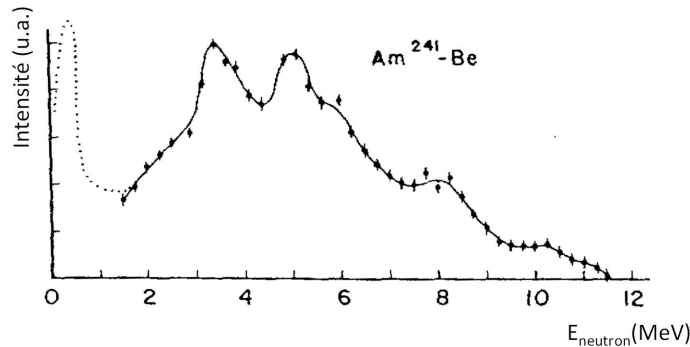


FIG. 6.13 – Spectre en énergie des neutrons émis par une source AmBe. La partie à basse énergie en pointillés a été estimée par calcul tandis que le reste du spectre résulte de mesures expérimentales.

L'activité de la source utilisée est de $2,2 \cdot 10^5$ neutrons par seconde.

¹Les particules α émises subissent des pertes d'énergie dans la source.

6.3.4.3 Analyse des données réelles acquises avec la source de neutrons

Les figures (Fig. 6.14) et (Fig. 6.15) présentent les spectres en énergie des *électrons traversants*, bruits de fond soustraits, obtenus avec la source d'*AmBe* placée au-dessus et sur le côté du détecteur. Sur chaque figure, les spectres sont donnés pour chacune des quatre séries d'acquisition : *sans blindage* (en noir), *Partiel* (en rouge), *Complet 2004* (en vert) pour les données avec blindage complet acquises en 2004 et *Complet 2006* (en bleu) pour les données avec blindage complet acquises en 2006.

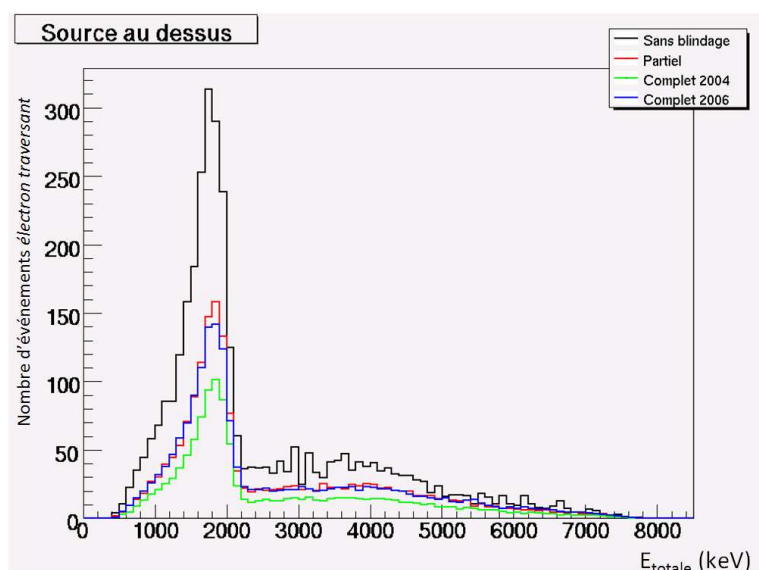


FIG. 6.14 – Spectres en énergie (bruit de fond soustrait) des électrons traversants induits par la source *AmBe* placée au-dessus du détecteur, en l'absence de blindage neutron (*sans blindage* en noir), en présence du blindage neutron *Partiel* (rouge) et avec le blindage neutron *Complet* en 2004 (vert) et 2006 (bleu). Les spectres sont normalisés à 1800 secondes de prises de données.

Toutes les distributions ont été normalisées à un temps d'acquisition de 1800 secondes.

Sur ces figures, un pic apparaît aux environs de 1,8 MeV quelles que soient les données analysées. Ces événements correspondent à l'interaction dans les scintillateurs des photons de 2,2 MeV produits par la capture radiative des neutrons dans l'hydrogène des scintillateurs. Les événements enregistrés au-delà de 7 MeV ont pour origine la capture radiative des neutrons dans le cuivre et le fer qui composent le détecteur et le blindage contre les rayonnements γ .

A partir du nombre d'événements *électron traversant*, d'énergie supérieure à 2,75 MeV, obtenu pour les différentes configuration de blindage neutron (Tab. 6.6), nous mesurons les facteurs d'atténuation du blindage sur le bruit de fond neutron de la décroissance $2\beta_0\nu$. Dans la configuration de blindage *Partiel*, ce facteur est de l'ordre de 1,6 pour les neutrons venant du haut du détecteur et de 14 pour ceux arrivant de côté. La configuration de blindage *Complet* montre en 2004 un facteur d'atténuation d'environ 2,5 sur le dessus du détecteur et d'approximativement 18 sur les côtés. En 2006, ces facteurs deviennent égaux à 1,6 pour le dessus et 19 pour le côté. Les différents facteurs d'atténuation sont regroupés dans le tableau (Tab. 6.7).

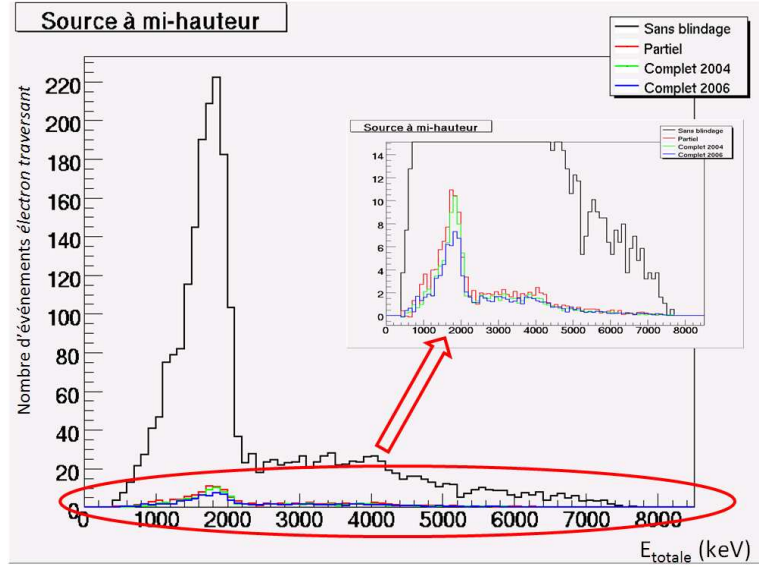


FIG. 6.15 – Spectres en énergie (bruit de fond soustrait) des électrons traversants créés par la source d'*AmBe* placée à mi-hauteur du détecteur entre les secteurs 14-15, en l'absence de blindage neutron (*sans blindage* en noir), en présence du blindage neutron *Partiel* (rouge) et avec le blindage neutron *Complet* en 2004 (vert) et 2006 (bleu). Les spectres sont normalisés à 1800 secondes de prises de données.

	Source au-dessus			
Événements	Sans blindage	Partiel	Complet 2004	Complet 2006
Electron traversant	1052 ± 24	652 ± 7	407 ± 4	643 ± 6
(e^-, e^+) interne	3 ± 2	$3,0 \pm 0,5$	$2,0 \pm 0,3$	3 ± 1
(e^-, e^-) interne	2 ± 1	$0,4 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,2$

	Source à mi-hauteur			
Événements	Sans blindage	Partiel	Complet 2004	Complet 2006
Electron traversant	629 ± 19	44 ± 2	34 ± 1	33 ± 1
(e^-, e^+) interne	$3,7 \pm 1,4$	$0,3 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$
(e^-, e^-) interne	0	$0,04 \pm 0,04$	$0,06 \pm 0,04$	$0,02 \pm 0,02$

TAB. 6.6 – Nombre d'événements, normalisé à 1800 secondes d'acquisition, ayant une énergie totale supérieure à 2,75 MeV, créés par la source d'*AmBe* placée au-dessus et à mi-hauteur du détecteur, pour les quatre séries de prises de données. Les événements comparés sont les événements *électron traversant*, les paires électron-positron et les événements à deux électrons.

La première remarque, concernant ces données, est que le blindage neutron latéral, composé de cuves d'eau borée est plus efficace que le blindage de bois situé au-dessus du détecteur. La deuxième remarque concerne l'évolution de l'efficacité du blindage au cours du temps. En comparant les données prises à deux ans d'intervalle, avec la même configuration de blindage (*Complet*), on remarque que l'efficacité du blindage neutron latéral ne semble pas avoir changé tandis que le blindage au-dessus

du détecteur montre une très nette baisse de facteur d'atténuation. Cette modification laisse supposer un assèchement du bois et donc une diminution de la quantité d'hydrogène, le rendant ainsi moins efficace à la thermalisation et donc à l'arrêt des neutrons. Cette explication est d'autant plus plausible, qu'entre les deux prises de données, l'installation de la tente anti-radon a entraîné une élévation de la température autour du détecteur.

Le rapport entre le nombre d'événements (e^- , e^+) et *électron traversant* est de l'ordre de 5×10^{-3} quelle que soit la configuration du blindage et de la position de la source. Il en est de même pour le rapport entre le nombre d'événements (e^- , e^-) et *électron traversant* qui est approximativement de 5×10^{-4} .

Configuration	Facteur d'atténuation	
	Source au-dessus	Source de côté
<i>Partiel</i>	$\approx 1,6$	≈ 14
<i>Complet 2004</i>	$\approx 2,5$	≈ 18
<i>Complet 2006</i>	$\approx 1,6$	≈ 19

TAB. 6.7 – Facteurs d'atténuation des différentes configurations de blindage mesurés, pour chaque série de prises de données, à partir du nombre d'événements *électron traversant* d'énergie supérieure à 2,75 MeV.

6.3.4.4 Comparaison des données réelles et simulées avec la source de neutrons

Source placée à mi-hauteur du détecteur NEMO 3

Les spectres en énergie de la figure (Fig. 6.16) donnent, pour les quatre séries de prises de données réalisées avec la source de neutrons placée à mi-hauteur du détecteur, les distributions en énergie des événements *électron traversant* obtenus à partir des données réelles (en noir) et simulées avec le programme NEMO_7.0 (en rouge). Tous les spectres réels et simulés sont normalisés à 1800 secondes d'acquisition.

A partir de ces distributions, il est possible de constater, pour toutes les séries de prises de données, que les simulations présentent un bon accord avec les données réelles. On note toutefois une légère sous-estimation systématique du nombre d'*électrons traversants* avec la simulation.

Les comparaisons des nombres d'événements, d'énergie totale supérieure à 2,75 MeV, de type *électron traversant*, paires (e^- , e^+) et (e^- , e^-), données dans le tableau (Tab. 6.8) confirment ces observations. Ce tableau montre que la différence entre les simulations et les données expérimentales, dans le canal *électron traversant*, est de l'ordre de 30 %. Notons que la fiche technique décrivant la source utilisée ne donne pas d'erreur sur l'activité de la source. Une activité 30% plus élevée que celle prise en compte dans les simulations rendrait alors les simulations en accord avec les données réelles.

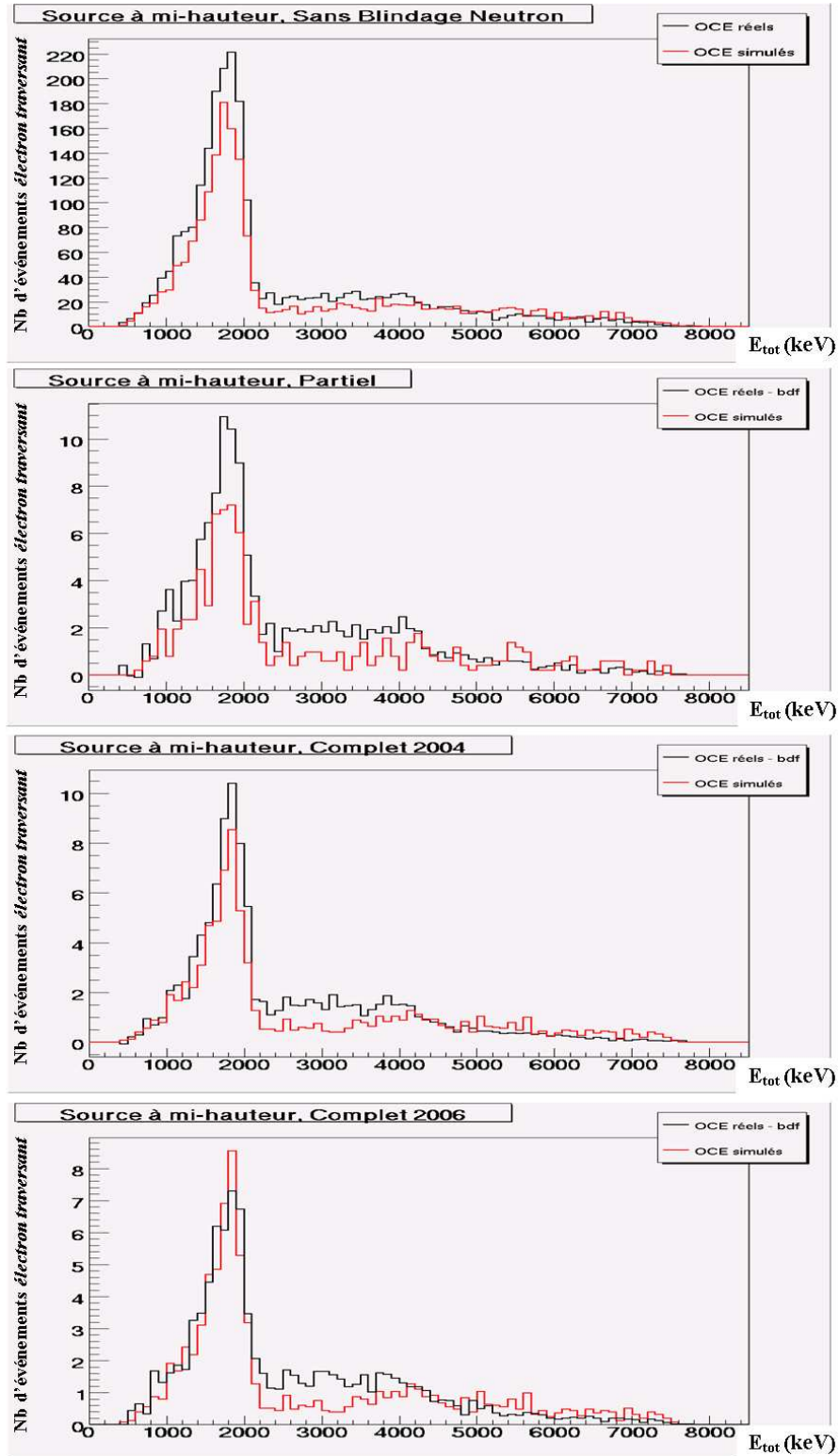


FIG. 6.16 – Spectres en énergie des événements *électron traversant* simulés (rouge) et réels (noir) obtenus avec la source de neutrons placée à mi-hauteur du détecteur NEMO 3 avec différentes configurations de blindage.

Configuration	Canal	Données réelles	Simulation Monte Carlo
<i>Sans blindage</i>	Electron traversant	630 ± 18	575 ± 15
	(e^-, e^+)	$3,7 \pm 1,4$	$3,2 \pm 1,2$
	(e^-, e^-)	0	$0,8 \pm 0,6$
<i>Partiel</i>	Electron traversant	44 ± 2	30 ± 3
	(e^-, e^+)	$0,3 \pm 0,1$	$<0,4$
	(e^-, e^-)	$0,04 \pm 0,04$	$<0,4$
<i>Complet 2004</i>	Electron traversant	34 ± 1	28 ± 1
	(e^-, e^+)	$0,2 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$
	(e^-, e^-)	$0,06 \pm 0,05$	$<0,09$
<i>Complet 2006</i>	Electron traversant	33 ± 1	28 ± 1
	(e^-, e^+)	$0,2 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$
	(e^-, e^-)	$0,02 \pm 0,03$	$<0,09$

TAB. 6.8 – Comparaison entre les événements *électron traversant*, (e^-, e^+) et (e^-, e^-) réels et simulés avec la source de neutrons placée à mi-hauteur du détecteur pour différentes configurations de blindage.

Source placée au-dessus du détecteur NEMO 3

La figure (Fig. 6.17) donne les distributions en énergie des événements *électron traversant* générés lors de la présence de la source neutron au-dessus du détecteur NEMO3 pour les quatre séries de prises de données. En noir, sont donnés les spectres obtenus à partir des données réelles et, en rouge, ceux obtenus à partir des données simulées.

Le tableau (Tab. 6.9) indique le nombre d'événements *électron traversant*, (e^-, e^+) et (e^-, e^-) ayant une énergie totale supérieure à 2,75 MeV.

La configuration *sans blindage* présente un désaccord de plus de 30% entre les données réelles et simulées. L'explication possible de cette différence peut à nouveau provenir d'une sous-estimation de 30% de l'activité de la source. Effectivement, avec une activité de la source 30% plus élevée, le nombre de données simulées ainsi renormalisé, donné dans la dernière colonne du tableau (Tab. 6.9), devient compatible avec les données réelles pour cette configuration de blindage.

Les différences observées entre les données acquises en présence du blindage de bois (blindages *Partiel*, *Complet 2004* et *Complet 2006*) peuvent s'expliquer par la définition dans les simulations de la composition du bois et par le fait que les simulations ne prennent pas en compte l'évolution du bois au cours du temps. Ainsi, en comparant les hauteurs du pic à 1,8 MeV, correspondant aux captures radiatives des neutrons dans l'hydrogène, entre la simulation et les données réelles, nous pouvons estimer le pourcentage d'eau présent dans le bois à modifier entre mars 2004 et juillet 2006.

Si nous supposons que la source a effectivement une activité 30 % plus élevée que celle simulée, les données simulées renormalisées à cette activité et indiquées dans la dernière colonne du tableau (Tab. 6.9) montrent que la composition du bois actuellement utilisée dans le programme NEMO 7.0 doit être modifiée. Pour reproduire les données de 2004, la teneur en eau du bois doit être augmentée d'un facteur environ 1,5. Les résultats des simulations des prises de données de 2004 (blindage *Partiel* et *Complet 2004*), obtenus avec cette nouvelle composition de bois, sont présentés dans le tableau (Tab. 6.10). Il apparaît que l'augmentation d'eau dans le bois simulé permet de reproduire avec un meilleur accord les données réelles observées. Le nombre d'événements donné dans le tableau (Tab. 6.10) tient compte de l'augmentation de l'activité de la source de 30%.

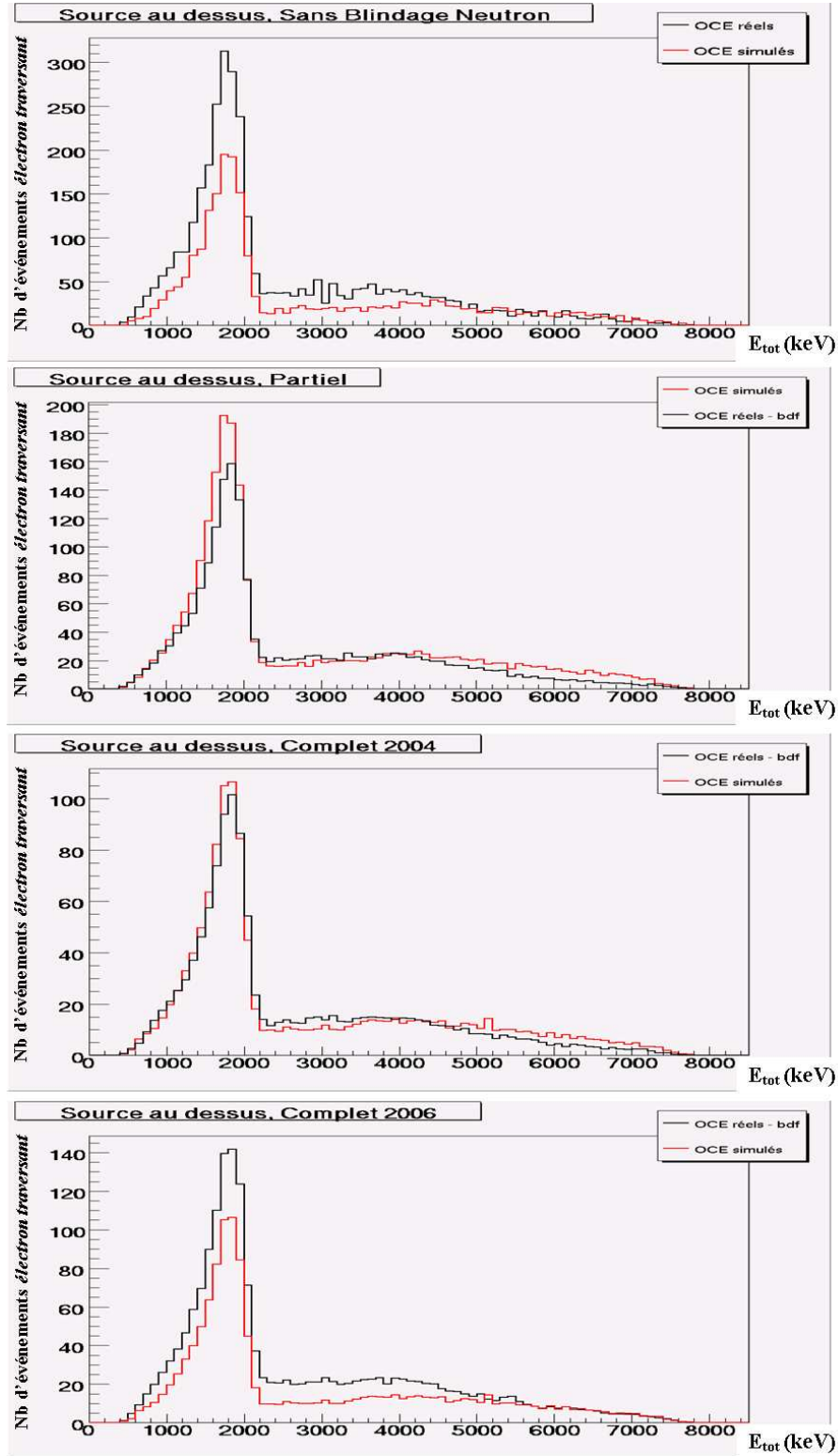


FIG. 6.17 – Spectres en énergie des événements *électron traversant* simulés et réels obtenus avec la source neutron placée au-dessus du détecteur NEMO 3 avec différentes configurations de blindage.

Configuration	Canal	Données réelles	Simulation	Simulation ($\times 1,3$)
<i>Sans blindage</i>	Electron traversant	1052 ± 24	778 ± 18	1011 ± 24
	(e^-, e^+)	$3,3 \pm 1,4$	$4,4 \pm 1,3$	$5,7 \pm 1,7$
	(e^-, e^-)	$1,6 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,4$	$0,5 \pm 0,5$
<i>Partiel</i>	Electron traversant	652 ± 7	803 ± 7	1044 ± 9
	(e^-, e^+)	$3,0 \pm 0,5$	$5,2 \pm 0,6$	$6,7 \pm 0,8$
	(e^-, e^-)	$0,4 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,3$
<i>Complet 2004</i>	Electron traversant	407 ± 4	453 ± 6	589 ± 8
	(e^-, e^+)	$2,0 \pm 0,3$	$3,0 \pm 0,4$	$3,9 \pm 0,5$
	(e^-, e^-)	$0,3 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,3$
<i>Complet 2006</i>	Electron traversant	643 ± 6	453 ± 6	589 ± 8
	(e^-, e^+)	3 ± 1	$3,0 \pm 0,4$	$3,9 \pm 0,5$
	(e^-, e^-)	$0,5 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,3$

TAB. 6.9 – Comparaison entre les événements *électron traversant*, (e^-, e^+) et (e^-, e^-) réels et simulés avec la source de neutrons placée au-dessus du détecteur. Le nombre d'événements simulés est normalisé à l'activité nominale de la source puis à cette même activité augmentée de 30%.

Configuration	Canal	Données réelles	Données simulées	
			Bois $H_2O = 3,7\%$	Bois $H_2O = 5,9\%$
<i>Partiel</i>	Electron traversant	652 ± 7	1044 ± 9	702 ± 20
	(e^-, e^+)	$3,0 \pm 0,5$	$6,7 \pm 0,8$	$2,5 \pm 1,1$
	(e^-, e^-)	$0,4 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,3$	$< 1,2$
<i>Complet 2004</i>	Electron traversant	407 ± 4	589 ± 8	360 ± 10
	(e^-, e^+)	$2,0 \pm 0,3$	$3,9 \pm 0,5$	$1,3 \pm 0,6$
	(e^-, e^-)	$0,3 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,3$	$< 0,6$

TAB. 6.10 – Nombre d'événements réels, obtenus avec le blindage *Partiel* et le blindage *Complet 2004*, et d'événements simulés avec l'ancienne ($H_2O = 3,7\%$) et la nouvelle ($H_2O = 5,9\%$) composition du bois. La source neutron est placée au dessus du détecteur.

Conclusion

Si nous admettons que l'activité de la source est sous-estimée d'environ 30% près, les données acquises en présence de la source sont alors convenablement reproduites dans les configurations de blindage hors bois.

Les données réelles et simulées montrent leur sensibilité à la composition du bois. Une variation d'un facteur 1,5 de la quantité d'eau contenu dans le bois suffit à expliquer les variations observées au cours du temps. Pour la suite des simulations, nous garderons la composition du bois telle qu'elle a été initialement définie. En effet, celle-ci présente un bon compromis entre les données de 2004 et celles de 2006.

Enfin, il est important de préciser, que dans tous les cas, le désaccord entre les données et la simulation ne dépasse pas 30% ce qui est suffisant par rapport aux besoins de l'expérience NEMO 3.

6.3.5 Estimation du bruit de fond neutron des décroissances $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo

Le but de cette étude est d'estimer, par la simulation avec le programme *NEMO_7.0*, le bruit de fond des signaux $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ créé par les neutrons rapides du Laboratoire. En effet, il a été montré que la contribution au bruit de fond des neutrons thermiques produits dans le Laboratoire est négligeable [41]. Ceux-ci sont arrêtés par le blindage neutron ou bien capturés dans le premier centimètre du blindage de fer qui joue ensuite son rôle d'écran contre les photons de capture produits. De même, des études précédentes, notamment avec les données du détecteur prototype NEMO 2, ont montré que les neutrons épithermiques ont une contribution d'un à deux ordres de grandeur (suivant la distribution - inconnue - en énergie de ces neutrons) plus faible que celle des neutrons rapides [41].

La figure (Fig. 6.18) montre le spectre en énergie des neutrons rapides générés dans la simulation.

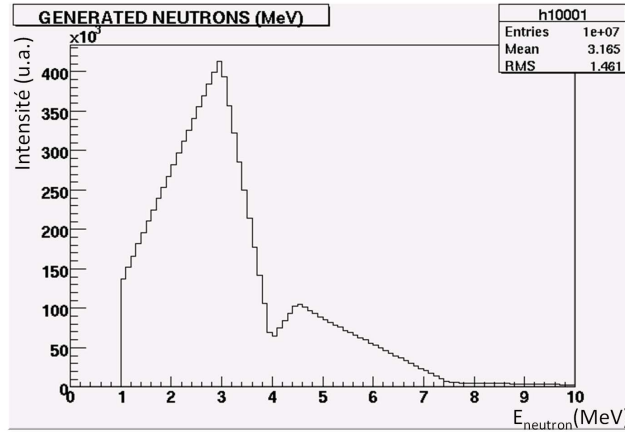


FIG. 6.18 – Distribution en énergie des neutrons rapides du Laboratoire générée dans *NEMO_7.0*.

Le flux de neutrons rapides a été estimé à $(4 \pm 1) \cdot 10^{-6} \text{ n.s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, soit environ 5 neutrons par seconde atteignant le détecteur NEMO 3.

La simulation de la phase I (avec radon) tient compte du fait qu'une partie des données double bêta (entre février 2003 et février 2004) a été enregistrée avec la configuration du blindage neutron *Partiel*. Ainsi, deux simulations de l'interaction des neutrons rapides ont été réalisées pour cette phase, l'une utilisant la géométrie de blindage *Partiel* et l'autre le blindage *Complet*.

La figure (Fig. 6.19) donne le spectre en énergie des événements *électron traversant* détectés par NEMO 3 au niveau des sources de ^{100}Mo lors de la phase I (en bleu) et la contribution des neutrons simulés (en rouge) normalisée par rapport au temps d'acquisition pour la phase I de 365,4 jours.

Pour des énergies supérieures à 4,5 MeV, seuls les neutrons sont susceptibles de générer des événements. Expérimentalement, 69 événements ont été détectés comme étant des événements *électron traversant* ayant une énergie totale supérieure à 4,5 MeV. Les simulations donnent 40 ± 15^2 événements (Tab. 6.11).

Les distributions de la figure (Fig. 6.20) correspondent aux événements *électron traversant* sélectionnés parmi les données expérimentales de la phase II (en bleu) et les simulations du bruit de fond neutron (en rouge). Ces spectres sont normalisés au temps d'acquisition de la phase II, soient 280 jours.

²L'erreur tient compte de l'erreur statistique et de l'erreur sur le flux de neutrons rapides mesuré

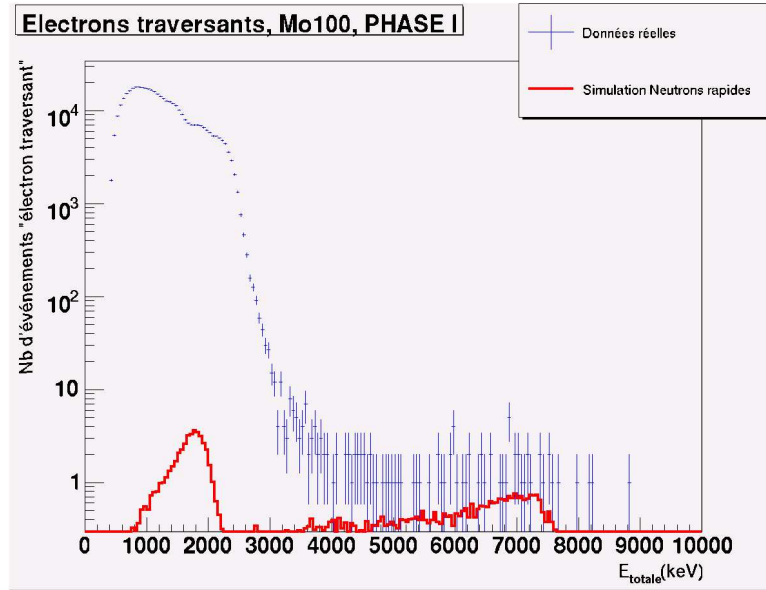


FIG. 6.19 – Spectre en énergie totale des événements *électron traversant* réels (bleu) et contribution estimée par simulation des neutrons (rouge) pendant la phase I de l'expérience (365,4 jours d'acquisition).

Au-delà de 4,5 MeV, nous observons (Tab. 6.11) 38 événements *électron traversant* réels et 29 ± 10^{-3} événements pour les simulations lors de la phase II.

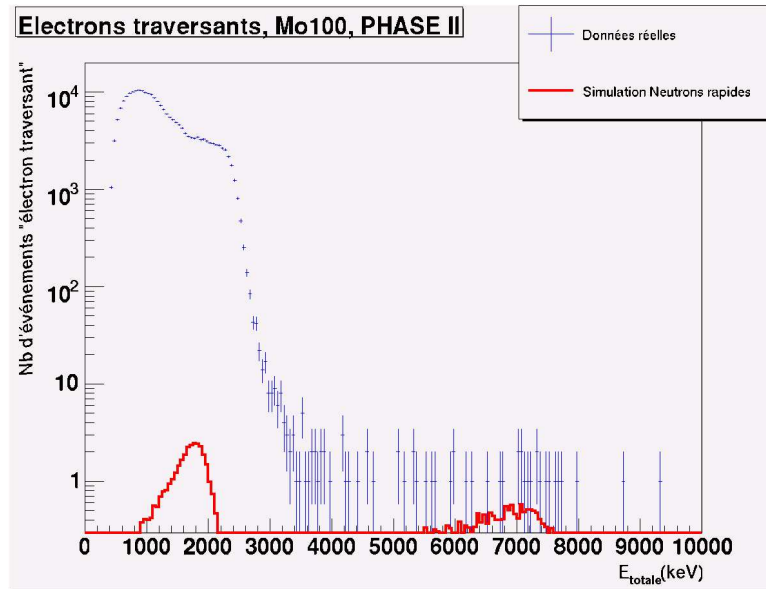


FIG. 6.20 – Spectre en énergie totale des événements *électron traversant* réels (bleu) et contribution estimée par simulation des neutrons (rouge) pendant la phase II de l'expérience (279,8 jours d'acquisition).

³L'erreur tient compte de l'erreur statistique et de l'erreur sur le flux de neutrons rapides mesuré

Phase I :

E>4,5 MeV	Electrons traversants	(e^-, e^+)	(e^-, e^-)
Données réelles	69 ± 9	0	0
Simulation Monte Carlo	40 ± 15	$0,55 \pm 0,2$	<0,01

Phase II :

E>4,5 MeV	Electrons traversants	(e^-, e^+)	(e^-, e^-)
Données réelles	38 ± 7	0	0
Simulation Monte Carlo	29 ± 10	$0,4 \pm 0,2$	<0,01

TAB. 6.11 – Evénements réels de type *électron traversant*, (e^-, e^+) et (e^-, e^-) observés pendant les phase I et II et obtenus par simulation des neutrons rapides.

Conclusion

Compte tenu de l'erreur sur le flux de neutrons rapides du Laboratoire et de l'erreur statistique des données, tous les événements du type *électron traversant*, (e^-, e^+) et (e^-, e^-) enregistrés avec le détecteur NEMO 3 avec une énergie totale supérieure à 4,5 MeV peuvent s'expliquer par l'interaction des neutrons rapides dans le détecteur.

A partir de ces simulations, le bruit de fond créé par les neutrons dans la fenêtre en énergie où est attendu le signal $2\beta 0\nu$ a pu être également estimé. Entre 2,7 MeV et 3,2 MeV, le nombre d'événements de type double bêta dûs aux neutrons rapides est de $0,01 \pm 0,01$ événement pour la phase I. Pour la phase II, une limite inférieure à 10^{-7} événement est obtenue.

6.4 Contrôle du bruit de fond externe à partir des données enregistrées dans le secteur cuivre de NEMO 3

La contribution totale des différentes sources de bruit de fond externe, estimée par simulation, peut également être contrôlée par l'analyse des événements réels de type double bêta créés dans les sources de cuivre (1 secteur) du détecteur NEMO 3. En effet, le cuivre est connu pour ses propriétés de radiopureté. Les mesures par spectrométrie γ ont établi des limites sur les activités en ^{214}Bi ($< 0,12 \text{ mBq/kg}$) et en ^{208}Tl ($< 0,04 \text{ mBq/kg}$). Sur la figure (Fig. 6.21) les spectres (en bleu) donnent la distribution en énergie totale des événements de type double bêta émis depuis la source de cuivre. Ces distributions, obtenues à partir des données réelles, sont comparées au bruit de fond externe simulé (en rouge).

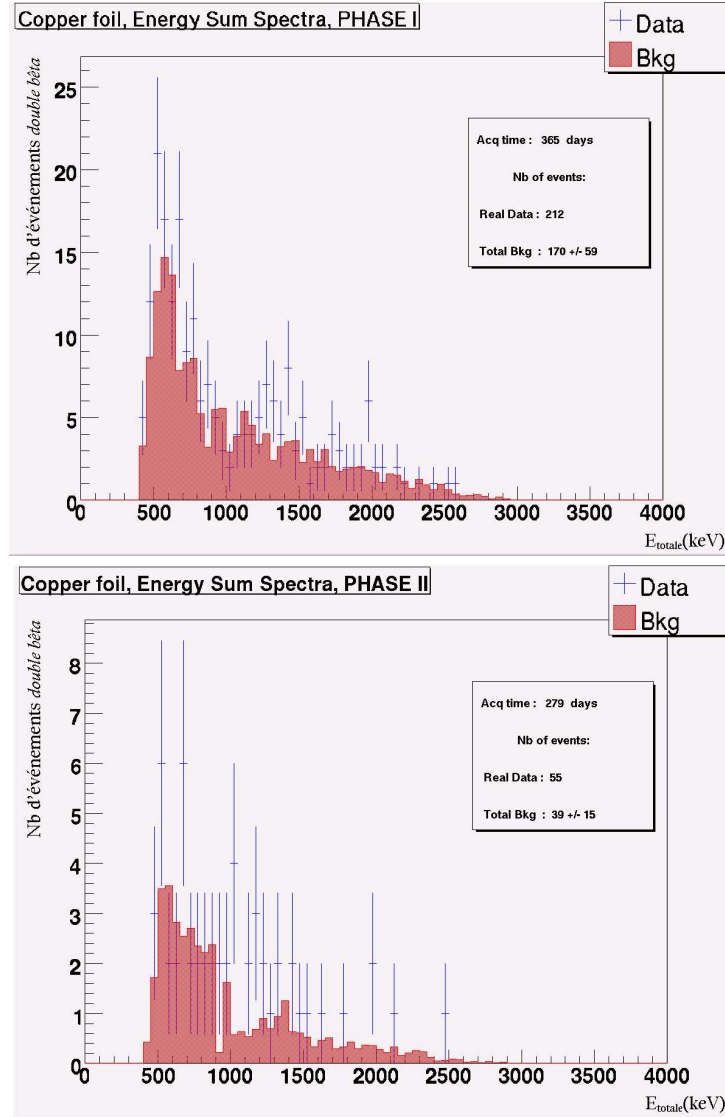


FIG. 6.21 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels et obtenus par simulation du bruit de fond externe dans le secteur de NEMO 3 contenant le cuivre.

Nous constatons que pour la phase I, 212 événements de type double bêta ont été observés au niveau de la source de cuivre pour des énergies totales supérieures à 400 keV, soit 0,6 événement par jour. Les simulations Monte Carlo du bruit de fond externe donnent 170 ± 59 événements de type double bêta. L'estimation du bruit de fond externe est donc en accord avec celui observé au niveau de la source de cuivre. Pour la phase II, nous observons 55 événements de type double bêta, soit 0,2 événement par jour. Les simulations donnent 39 ± 15 événements. Ces deux valeurs sont également en accord.

Dans ce chapitre, la contribution de chaque source de bruit de fond, dont notamment celui créé par les neutrons, a été estimée. De plus, il a été montré que le nombre d'événements dû au bruit de fond externe est en accord avec les données expérimentales obtenues par analyse du secteur de cuivre dans

le détecteur NEMO 3. A présent, tous les éléments nécessaires à la recherche d'un éventuel signal de décroissance $2\beta 0\nu$ et à l'étude des effets de l'utilisation des étalonnages relatifs dans l'analyse de données sont définis.

Chapitre 7

Détermination des périodes de décroissance $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo ; effets des corrections laser

La période de décroissance $T_{\frac{1}{2}}$ des processus recherchés, $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$, est reliée au nombre d'événements N_{evt} observés par la relation :

$$T_{\frac{1}{2}} = \epsilon N_{at} \ln(2) t \frac{1}{N_{evt}} \quad (7.1)$$

ϵ correspond à l'efficacité du détecteur NEMO 3 pour le signal recherché et N_{at} est le nombre d'atomes de ^{100}Mo qui se calcule à partir de l'expression (7.2) :

$$N_{at} = \eta \frac{m}{M_{100\text{Mo}}} N_a \quad (7.2)$$

avec N_a le nombre d'Avogadro, $M_{100\text{Mo}}$ la masse molaire du ^{100}Mo , η l'enrichissement en ^{100}Mo et m la masse totale de molybdène contenue dans les sources du détecteur NEMO 3 (les sept kilogrammes de molybdène dans le détecteur correspondent à un nombre d'atomes N_{at} de $4,2 \times 10^{25}$).

De la même façon, en l'absence de signal, une limite sur la période du processus peut être calculée à partir de la relation :

$$T_{\frac{1}{2}} > \epsilon N_{at} \ln(2) t \frac{1}{N_{exclu}} \quad (7.3)$$

où N_{exclu} est le nombre d'événements exclus par l'expérience (dans le cas où on n'attend aucun événement de bruit de fond et on observe aucun événement, N_{exclu} est égal à 2,3 à 90% de niveau de confiance).

L'objectif de ce chapitre est de calculer les périodes $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo à partir des données enregistrées avec le détecteur NEMO 3 et d'étudier l'effet de la prise en compte des étalonnages laser dans cette analyse. Pour cela, plusieurs analyses ont été réalisées.

Dans un premier temps, l'ensemble des données (*phase I* puis *phase II*) a été analysé sans prendre en compte les étalonnages relatifs par lumière laser. Cette même analyse a ensuite été répétée en ne conservant que les périodes de données pour lesquelles il est possible de calculer les rétro-corrections

r_{corr} . Ce sont les périodes d'acquisition pour lesquelles il existe deux étalonnages absolus successifs sans incident majeur, au niveau du détecteur NEMO3 ou dans le Laboratoire, entre les deux étalonnages absolus. Par la suite, ces phases d'acquisition seront notées phase I *restreinte* et phase II *restreinte*.

Dans un second temps, les informations fournies par les étalonnages laser ont été utilisées en commençant par supprimer de l'analyse tous les PM présentant un suivi laser ne satisfaisant pas les critères de qualité définis dans le chapitre 4. Enfin, l'analyse a été répétée en appliquant, aux gains des PM finalement conservés dans l'analyse, les rétro-corrections r_{corr} calculées à partir des données laser (§4.4).

7.1 Analyse des données double bêta sans prise en compte des étalonnages laser

Pour chaque phase de prises de données, l'analyse double bêta consiste à déterminer l'efficacité de détection du signal recherché, la contribution en nombre d'événements double bêta de chaque source de bruit de fond et le nombre d'événements double bêta détectés par NEMO3. La méthode de sélection des événements double bêta ainsi que l'étude des différents bruits de fond ont été présentés dans les chapitres 5 et 6.

L'analyse est effectuée tout d'abord sur la totalité des données acquises (phase I puis phase II), puis seulement sur les données pour lesquelles il sera possible, par la suite, d'utiliser les rétro-corrections laser (phase I et II *restreintes*).

7.1.1 Analyse des données double bêta de la totalité des phases I et II

Les données enregistrées par le détecteur NEMO3 se répartissent en deux phases, la première, dite *avec radon* ou *phase I*, correspond à 365,4 jours d'acquisition entre février 2003 et septembre 2004. La seconde phase, *phase II*, correspond aux données acquises après la mise en service du dispositif anti-radon entourant le détecteur NEMO3. Pour cette phase II, le temps d'acquisition pris en compte dans nos analyses est de 279,8 jours de décembre 2004 à mai 2006.

7.1.1.1 Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo (phases I et II)

Efficacité de détection du processus $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo

Les efficacités de détection du processus $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo , déterminées au chapitre 5, suivant le mécanisme de décroissance retenu SSD (*Single State Dominance*) ou HSD (*Higher States Dominance*), sont rappelées dans le tableau (Tab. 7.1). La perte d'efficacité entre les phases I et II est due à une augmentation du nombre de PM éteints entre les deux phases.

Processus	Efficacité de détection (%)	
	phase I	phase II
$2\beta 2\nu$ SSD	$4,44 \pm 0,01$	$4,17 \pm 0,01$
$2\beta 2\nu$ HSD	$4,96 \pm 0,01$	$4,67 \pm 0,01$

TAB. 7.1 – Efficacités de détection des processus de désintégrations double bêta avec émission de neutrinos ($2\beta 2\nu$) déterminées par simulation Monte Carlo dans l’hypothèse SSD ou HSD pour les phases d’acquisition I et II.

Contribution du bruit de fond interne

La contribution des différentes sources de bruit de fond interne a été étudiée au chapitre 6. Les simulations sont normalisées par rapport au temps d’acquisition de chaque phase I et II et par rapport aux activités respectives de chaque source de bruit de fond. La contribution du bruit de fond interne en nombre d’événements de type double bêta est résumée dans le tableau (Tab. 7.2) pour chaque phase d’acquisition de données I et II.

Isotope	Contribution estimée (e^-, e^-)	
	phase I	phase II
^{208}Tl	$17,9 \pm 0,4$	$13,1 \pm 0,3$
^{214}Bi	$71,5 \pm 0,2$	$52,3 \pm 0,2$
^{40}K	$79,8 \pm 3,4$	$57,5 \pm 2,5$
^{234m}Pa	$2070,2 \pm 26,5$	$1478,6 \pm 19,5$
^{228}Ac	$24,7 \pm 0,6$	$18,1 \pm 0,4$
^{212}Bi	$19,7 \pm 0,8$	$14,0 \pm 0,3$
^{214}Pb	$13,3 \pm 0,4$	$9,6 \pm 0,3$
^{210}Bi	$110,6 \pm 4,2$	$79,9 \pm 3,2$
TOTAL	2408 ± 27	1723 ± 20

TAB. 7.2 – Contribution en nombre d’événements de type double bêta des différentes sources de bruit de fond interne du processus $2\beta 2\nu$ pour les phases I et II de l’expérience. Le nombre d’événements est normalisé à la durée d’acquisition de chaque phase.

L’analyse des simulations montre que la principale contribution du bruit de fond interne du processus $2\beta 2\nu$ est le ^{234m}Pa . Le bruit de fond interne contribue à hauteur d’environ 6 événements de type double bêta par jour.

Contributions du bruit de fond externe

Le tableau (Tab. 7.3) regroupe le nombre d’événements de type double bêta produits par les différentes sources de bruit de fond externe étudiées au chapitre 6 pour les phases I et II de l’expérience. D’après ce tableau, les principales sources de bruit de fond externe de la décroissance $2\beta 2\nu$ sont, pour la phase I, les descendants du radon, le ^{214}Bi et le ^{214}Pb , présents au niveau de la surface des sources émettrices double bêta et sur les fils du détecteur de traces. Les contaminations en ^{214}Bi dans le verre

des photomultiplicateurs du calorimètre et dans le détecteur de traces sont les deux plus importantes sources de bruit de fond externe au cours de la phase II.

Origine	Localisation	Contribution estimée (e^- , e^-)	
		phase I	phase II
^{214}Bi	Sources ^{100}Mo	$111,3 \pm 23,8$	-
^{214}Pb	Sources ^{100}Mo	$121,7 \pm 1,0$	-
^{214}Bi	Air	$345,0 \pm 13,4$	$3,0 \pm 0,2$
^{208}Tl	Air	$7,7 \pm 1,1$	$0,07 \pm 0,01$
^{214}Bi	PM	$178,1 \pm 7,5$	$133,0 \pm 5,7$
^{40}K	PM	$69,4 \pm 5,6$	$51,4 \pm 4,2$
^{208}Tl	PM	$42,6 \pm 2,5$	$31,7 \pm 1,9$
^{228}Ac	PM	$7,5 \pm 1,6$	$5,8 \pm 1,2$
^{214}Bi	Fils Geiger	$767,3 \pm 22,5$	$116,8 \pm 15,8$
^{214}Pb	Fils Geiger	$603,9 \pm 18,8$	$91,3 \pm 3,0$
^{210}Bi	Fils Geiger	$75,1 \pm 6,8$	$52,9 \pm 5,0$
^{60}Co	Pétales	$27,3 \pm 1,7$	$19,6 \pm 1,3$
Neutrons rapides	Laboratoire	$0,10 \pm 0,02$	$0,07 \pm 0,02$
TOTAL		2357 ± 42	506 ± 19

TAB. 7.3 – Contribution en nombre d'événements de type double bêta des différentes sources de bruit de fond externe pour les phases I et II de l'expérience. Le nombre d'événements est normalisé à la durée d'acquisition de chaque phase.

Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 2\nu$: phase I

L'analyse des données réelles enregistrées par le détecteur NEMO3 au cours de la phase I donne 186657 événements de type double bêta pour 365,4 jours de prise de données, soit 511 événements par jour. La contribution totale des bruits de fond est estimée à 4765 ± 78 événements, soient approximativement 13 événements de type double bêta par jour. Le rapport signal sur bruit est de $38,2 \pm 0,6$.

La distribution de l'énergie totale de ces événements est représentée par des croix bleues sur les figures (Fig. 7.1) et (Fig. 7.2). Sur ces figures sont également indiqués, en rouge, la contribution totale de toutes les sources de bruit de fond, et en vert, le spectre en énergie des événements obtenus par simulation des bruits de fond et de la désintégration $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo suivant le modèle *SSD* (Fig. 7.1) ou suivant le modèle *HSD* (Fig. 7.2).

Suivant le modèle *SSD*, la période de décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo est de :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 2\nu \text{ SSD}) = 7,11 \pm 0,02(\text{stat}) \times 10^{18} \text{ ans} \quad (7.4)$$

Le modèle *HSD* donne une période de décroissance de :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 2\nu \text{ HSD}) = 7,95 \pm 0,02(\text{stat}) \times 10^{18} \text{ ans} \quad (7.5)$$

En comparant les spectres des figures (Fig. 7.1) et (Fig. 7.2), il apparaît, selon le test du χ^2 que le modèle *SSD* ($\chi^2=226$) (Fig. 7.1) présente un meilleur accord avec les données expérimentales que le modèle *HSD* ($\chi^2=288$).

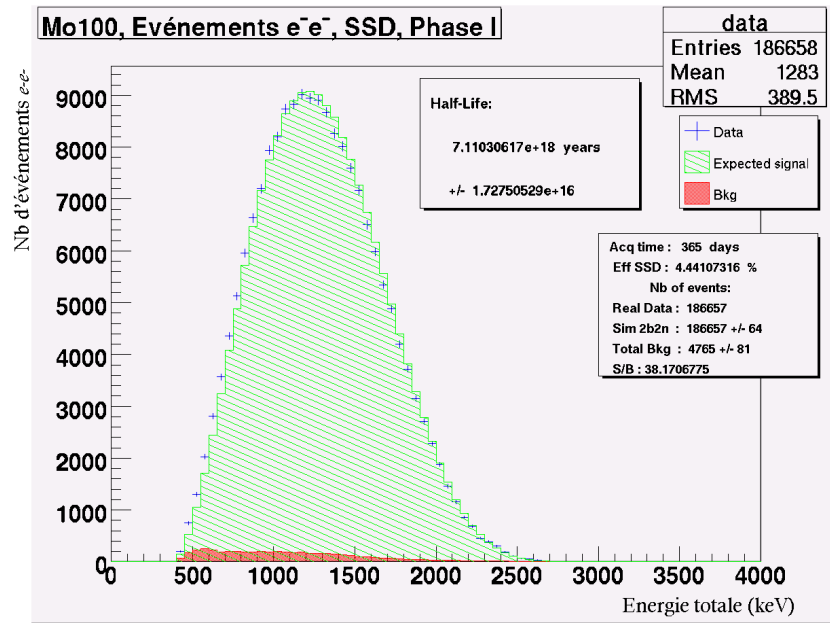


FIG. 7.1 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés suivant le modèle SSD (*Single State Dominance*) (vert) pour la phase I. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).

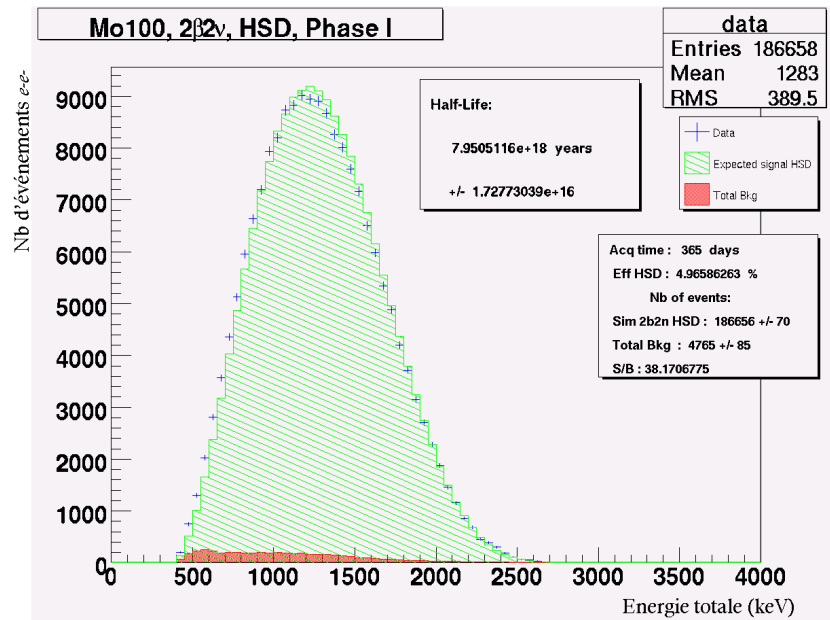


FIG. 7.2 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés suivant le modèle HSD (vert) pour la phase I. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).

Les résultats publiés par la collaboration donne une période de décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo dans le cas du modèle *SSD* (préféré au modèle *HSD*) égale à $7,11 \pm 0,02(\text{stat}) \pm 0,54(\text{syst}) \times 10^{18} \text{ ans}$ [76]. L'erreur systématique sur la période publiée est de l'ordre de 7%. Les principales contributions à cette erreur sont la détermination Monte-Carlo de l'efficacité de détection des deux électrons (5%), l'incertitude sur la valeur des étalonnages absolus (2%), l'incertitude sur la valeur du seuil en énergie de l'électronique des cartes d'acquisition de signaux PM (3%) et les incertitudes liées à la mesure de l'épaisseur et de la position des sources émettrices double bêta (3%).

Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 2\nu$: phase II

L'analyse des données expérimentales de la phase II donne 128189 événements du type double bêta pour 279,8 jours de prise de données, soient environ 460 événements par jour. La baisse du nombre d'événements obtenus par jour dans la phase II par rapport à celui de la phase I a deux origines. La première est une diminution de l'efficacité de détection du processus $2\beta 2\nu$ sur cette période. La seconde est liée à la réduction du bruit de fond induit par le radon présent à l'intérieur et autour du détecteur. La contribution de toutes les sources de bruit de fond est estimée à 2229 ± 59 événements, soient environ 8 événements par jour. Le rapport signal sur bruit passe de $38,2 \pm 0,6$ pour la phase I à $56,5 \pm 1,4$ pour la phase II.

La figure (Fig. 7.3) donne les spectres en énergie totale des événements réels de type double bêta acquis lors de la phase II et des événements simulés de type $2\beta 2\nu$ (modèle *SSD*) auxquels sont ajoutés les événements de bruit de fond.

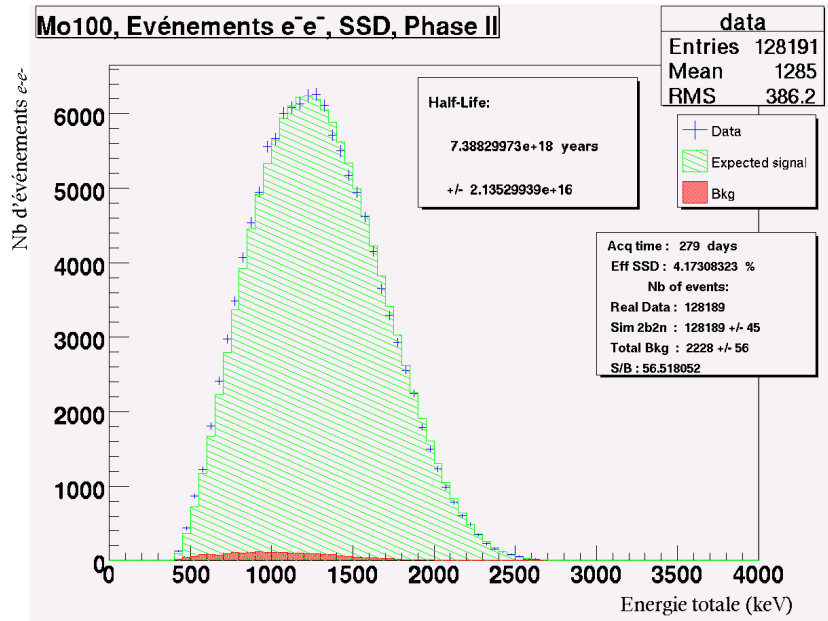


FIG. 7.3 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés suivant le modèle *SSD* (vert) pour la phase II. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).

Pour la phase II, la période de décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo , suivant le modèle *SSD*, est de :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 2\nu \text{ SSD}) = 7,39 \pm 0,03(\text{stat}) \times 10^{18} \text{ ans} \quad (7.6)$$

La différence observée entre les périodes $T_{\frac{1}{2}}(2\beta 2\nu)$ calculées lors de la phase I et de la phase II pourrait être liée à la non prise en compte, dans l'analyse, des variations au cours du temps des TDC mesurés, variations encore en cours d'étude par la collaboration.

7.1.1.2 Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo (phases I et II)

Le signal de décroissance double bêta sans émission de neutrino est attendu dans l'intervalle en énergie totale des deux électrons émis compris entre 2,7 MeV et 3,2 MeV.

Les tableaux (Tab. 7.4) et (Tab. 7.5) donnent le nombre d'événements de type double bêta, dont l'énergie totale est comprise entre 2,7 MeV et 3,2 MeV, produits par les différentes sources de bruit de fond interne et externe durant les périodes d'acquisition phase I et phase II.

Isotope	Contribution estimée (e^- , e^-)	
	phase I	phase II
^{208}Tl	$1,0 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$
^{214}Bi	$0,7 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$
TOTAL	$1,6 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$

TAB. 7.4 – Contribution en événements de type double bêta des différentes sources de bruit de fond interne, pour les phases I et II, dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV. Le nombre d'événements est normalisé à la durée d'acquisition de chaque phase.

Origine	Localisation	Contribution estimée (e^- , e^-)	
		phase I	phase II
^{214}Bi	Sources ^{100}Mo	$1,14 \pm 0,28$	-
^{214}Bi	Air	$<1,7$	$<0,2$
^{208}Tl	Air	$<0,8$	$<0,1$
^{214}Bi	PM	$<1,3$	$<1,2$
^{208}Tl	PM	$<1,3$	$<0,8$
^{214}Bi	Fils Geiger	$8,32 \pm 0,70$	$1,34 \pm 0,21$
Neutrons rapides	Laboratoire	$0,01 \pm 0,01$	$<10^{-7}$
TOTAL		$9,5 \pm 0,8$	$1,34 \pm 0,21$

TAB. 7.5 – Contribution en événements de type double bêta des différentes sources de bruit de fond externe, pour les phases I et II, dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV. Le nombre d'événements est normalisé à la durée d'acquisition de chaque phase.

L'ultime bruit de fond de la décroissance $2\beta 0\nu$ est la décroissance $2\beta 2\nu$. Ce bruit de fond est calculé, pour les phases I et II, à partir des périodes de décroissances obtenues précédemment. Le nombre d'événements correspondant est donné dans le tableau (Tab. 7.6).

Origine	Contribution estimée (e^- , e^-)	
	phase I	phase II
$2\beta 2\nu$ ^{100}Mo SSD	$11,40 \pm 0,50$	$7,69 \pm 0,35$

TAB. 7.6 – Contribution du signal de décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo au bruit de fond du signal de décroissance $2\beta 0\nu$ pour les phases I et II, dans la fenêtre en énergie $[2,7-3,2]$ MeV. Le nombre d'événements est normalisé à la durée d'acquisition de chaque phase.

L'analyse des données réelles donne, dans la fenêtre en énergie $[2,7-3,2]$ MeV, 21 événements de type double bêta pour la phase I et 11 événements pour la phase II. La distribution en énergie totale de ces événements est donnée sur la figure (Fig. 7.4) pour la phase I et sur la figure (Fig. 7.5) pour la phase II. La contribution des différentes sources de bruit de fond, estimée par simulation, est représentée en rouge sur ces figures. Le spectre vert indique la contribution au bruit de fond du signal $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo .

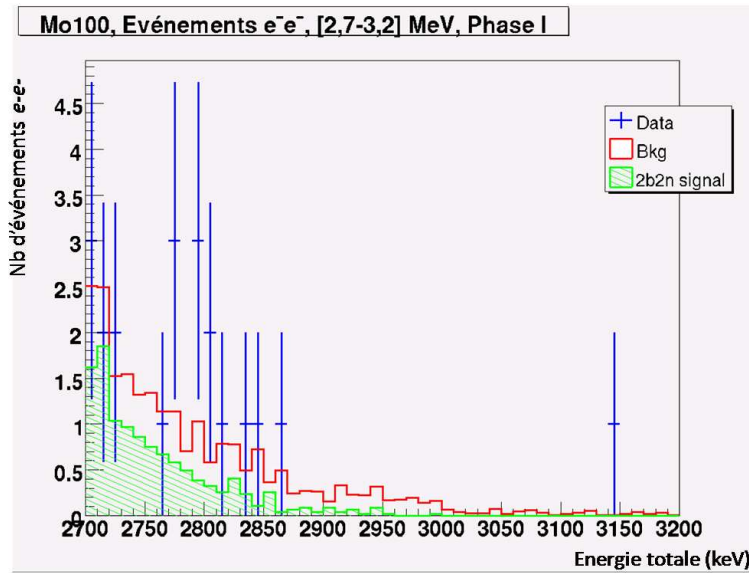


FIG. 7.4 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et obtenus par simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie $[2,7-3,2]$ MeV pour la phase I (365,4 jours d'acquisition). La contribution au bruit de fond de la décroissance $2\beta 2\nu$ est représentée en vert.

Les résultats des analyses de la phase I montrent, qu'au-delà de 2,7 MeV, la principale source de bruits de fond provient du radon. Les résultats de la phase II montrent clairement l'effet de l'installation de la tente anti-radon. Pour cette phase, le signal $2\beta 2\nu$ devient le bruit de fond principal.

A partir des données de la phase I et II, récapitulées dans le tableau (Tab. 7.7), nous obtenons, dans la fenêtre en énergie $[2,7-3,2]$ MeV, une limite sur la période de décroissance $2\beta 0\nu$ de :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 0\nu) > 3,9 \times 10^{23} \text{ ans} \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (7.7)$$

pour la phase I et une limite pour la phase II de :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 0\nu) > 3,1 \times 10^{23} \text{ ans} \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (7.8)$$

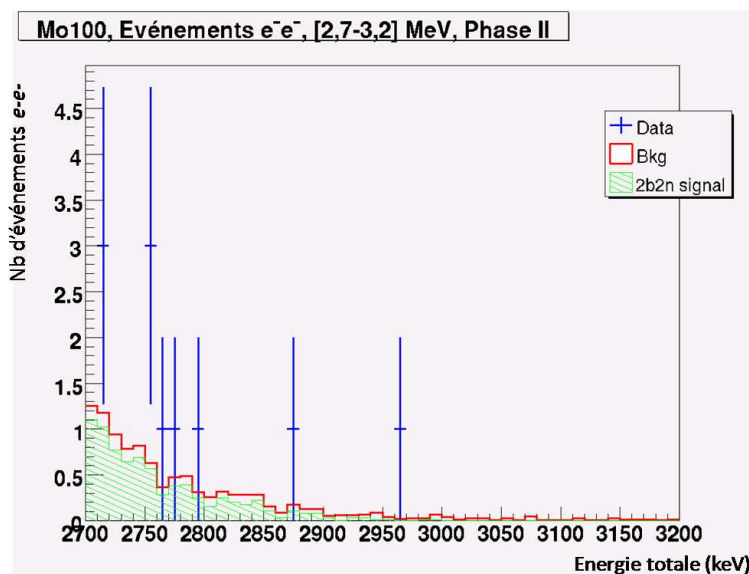


FIG. 7.5 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et obtenus par simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase II (279,8 jours d'acquisition). La contribution au bruit de fond de la décroissance $2\beta 2\nu$ est représentée en vert.

Phase	Evts observés	BdF estimé	N_{exclu} (90% CL)	Efficacité (%)
I	21	$22,5 \pm 0,9$	8,2	10,9
II	11	$10,2 \pm 0,5$	7,3	10,3

TAB. 7.7 – Nombre d'événements double bêta observés, bruit de fond estimé par simulation, nombre d'événements exclus à 90% de niveau de confiance et efficacité de détection du processus $2\beta 0\nu$ dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour les phases I et II de l'expérience.

Une meilleure limite sur la période de décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo est obtenue pour l'analyse des données de la phase I. En effet, l'efficacité de détection du signal $2\beta 0\nu$ et la durée de l'acquisition sont moins élevées lors de la phase II.

7.1.2 Analyse des données double bêta des phases I et II *restreintes*

Nous avons vu au chapitre 4 que l'utilisation des étalonnages relatifs en énergie, dans l'analyse double bêta, implique de restreindre les données analysées aux données acquises lors de *périodes absolues* pour lesquelles l'application des rétro-corrrections est possible. Pour ces *périodes absolues*, aucun incident technique majeur pouvant entraîner une variation de gains des PM trop importante ne doit avoir eu lieu entre deux étalonnages absolus.

Avant d'étudier les effets des étalonnages relatifs dans l'analyse double bêta (§7.2), nous allons, dans cette partie, présenter la même analyse double bêta que celle réalisée précédemment, c'est-à-dire sans tenir compte des informations fournies par les étalonnages laser, mais en limitant les données utilisées

à celles correspondant à des *périodes absolues* utilisables pour l'application des rétro-corrrections. Par la suite, nous appellerons phase I (phase II) *restreinte*, la durée d'acquisition se limitant aux *périodes absolues* utilisables pour les étalonnages relatifs de la phase I (phase II).

Le temps d'acquisition des phases I et II *restreintes* est respectivement de 179,8 jours et 91,7 jours.

Les résultats de cette analyse serviront de référence pour l'étude des effets de la prise en compte des étalonnages laser (§7.2).

7.1.2.1 Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo (phases I et II *restreintes*)

– Phase I *restreinte* :

L'analyse double bêta de la phase I *restreinte* donne 90574 événements du type double bêta. Les contributions des bruits de fond internes sont estimées à 1246 ± 18 événements de type double bêta et à 1102 ± 17 événements pour le bruit de fond externe soit une contribution totale d'environ 13 événements par jour. Nous retrouvons les valeurs obtenues lors de l'analyse double bêta sur la phase I complète avec un rapport signal sur bruit de $37,6 \pm 0,6$. L'efficacité de détection du signal de décroissance $2\beta 2\nu$ sur la phase I *restreinte* est de $4,42 \pm 0,01\%$.

Avec ces valeurs, la période de décroissance du processus $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo calculée est de :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 2\nu) = 7,18 \pm 0,03(\text{stat}) \times 10^{18} \text{ ans} \quad \text{phase I } \textit{restreinte} \quad (7.9)$$

La figure (Fig. 7.6) donne le spectre en énergie totale des événements double bêta obtenus par analyse des données de la phase I *restreinte* (croix bleues), ainsi que le spectre simulé du processus $2\beta 2\nu$ SSD (en vert) prenant en compte les différents bruits de fond (en rouge).

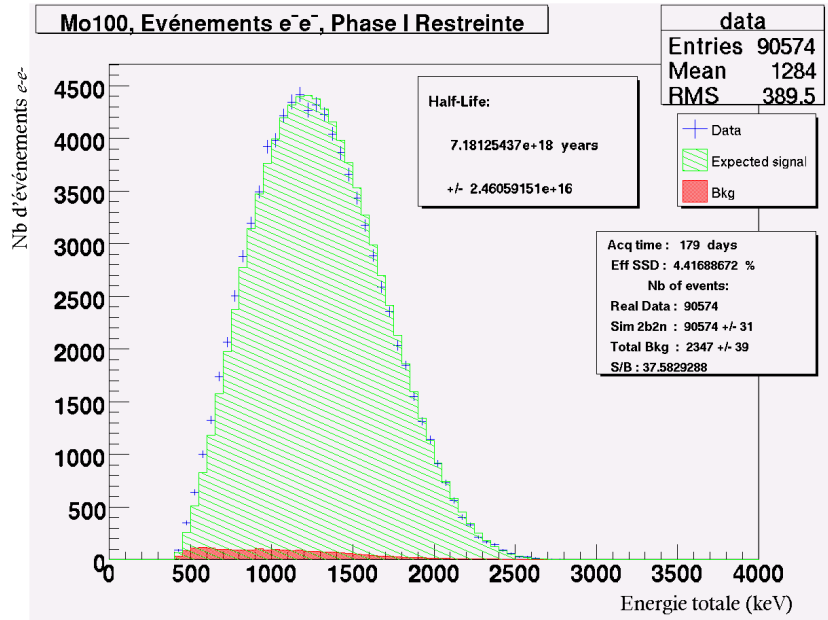


FIG. 7.6 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés suivant le modèle SSD (vert) pour la phase I *restreinte*. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).

– Phase II *restreinte* :

L'ensemble des données de la phase II *restreinte* correspond à une durée d'acquisition de 91,7 jours. L'analyse de ces données donne 41825 événements de type double bêta. La contribution des différents bruits de fond est de 567 ± 9 événements pour le bruit de fond interne et de 166 ± 6 événements pour le bruit de fond externe soit un total d'environ 8 événements par jour de type double bêta attribués aux bruits de fond. Le rapport signal sur bruit est identique à celui obtenu lors de l'analyse des données de la phase II complète. L'efficacité de détection pour la phase II *restreinte* est de $4,20 \pm 0,01\%$. La période du processus $2\beta 2\nu$ mesurée sur la phase II *restreinte* est de :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 2\nu) = 7,47 \pm 0,04(stat) \times 10^{18} \text{ ans} \quad \text{phase II } \textit{restreinte} \quad (7.10)$$

Les spectres en énergie totale des événements de type double bêta, ainsi que ceux obtenus par simulation du processus $2\beta 2\nu$ et des bruits de fond sont donnés pour la phase I *restreinte* sur la figure (Fig. 7.7).

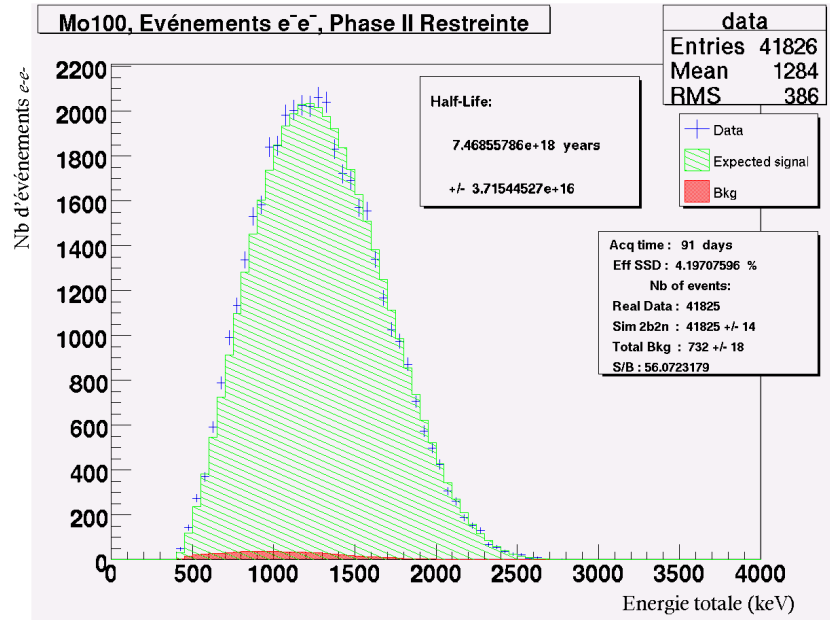


FIG. 7.7 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés suivant le modèle SSD (vert) pour la phase II *restreinte*. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).

De nouveau, comme dans l'analyse des données des phases I et II complètes, un écart entre les valeurs des périodes $2\beta 2\nu$ obtenues lors de la phase I *restreinte* et de la phase II *restreinte* est observé.

7.1.2.2 Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo (phases I et II *restreintes*)

– Phase I *restreinte* :

La figure (Fig. 7.8) représente le spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels et obtenus par simulation des bruits de fond, dans la fenêtre en énergie $[2,7-3,2]$ MeV, pour la phase I *restreinte*.

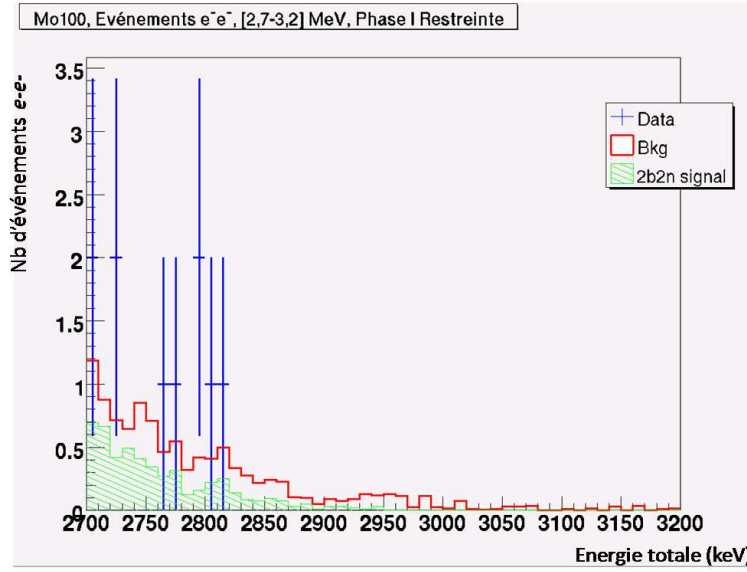


FIG. 7.8 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et obtenus par simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase I *restreinte*. Le bruit de fond créé par la décroissance $2\beta 2\nu$ est représenté en vert.

Dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV, la limite sur la période de décroissance $2\beta 0\nu$ obtenue par l'analyse des données de la phase I *restreinte* est de :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 0\nu) > 2,4 \times 10^{23} \text{ ans} \quad (90\% \text{ CL}) \quad (7.11)$$

La baisse de sensibilité sur la mesure de $T_{\frac{1}{2}}(2\beta 0\nu)$ entre les phases I complète et phase I *restreinte* est liée à la réduction du temps d'acquisition pris en compte dans l'analyse.

– Phase II *restreinte* :

La figure (Fig. 7.9) donne, pour la phase II *restreinte*, le spectre en énergie totale des événements de type double bêta observés dans les données réelles et obtenus par simulation des bruits de fond dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV.

Dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV, la limite sur la période de décroissance $2\beta 0\nu$, pour la phase II *restreinte*, est de :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 0\nu) > 1,8 \times 10^{23} \text{ ans} \quad (90\% \text{ CL}) \quad (7.12)$$

De nouveau, la baisse de sensibilité sur la mesure de $T_{\frac{1}{2}}(2\beta 0\nu)$ entre les phases II complète et phase II *restreinte* est liée à la réduction du temps d'acquisition pris en compte dans les analyses.

De même, la diminution de l'efficacité de détection du processus $2\beta 0\nu$ et du temps d'acquisition entre la phase II *restreinte* et la phase I *restreinte* explique la meilleure limite obtenue sur le signal $2\beta 0\nu$ pour la phase I *restreinte*.

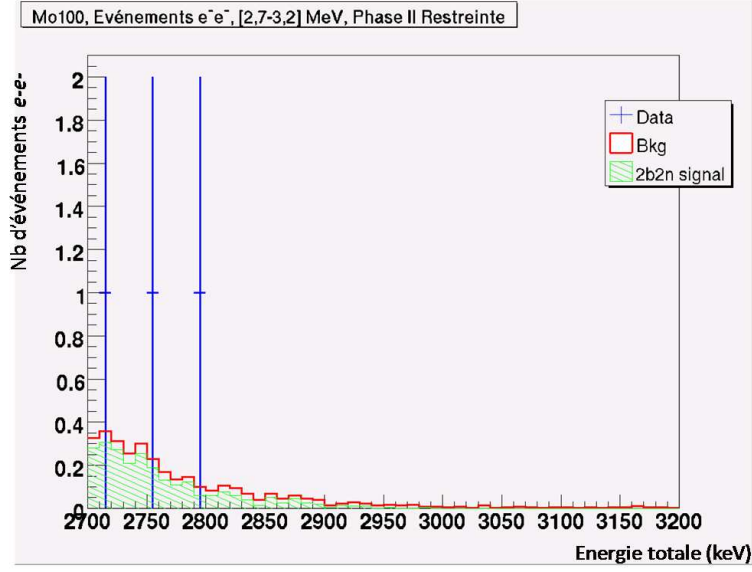


FIG. 7.9 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et obtenus par simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase II *restreinte*. Le bruit de fond créé par la décroissance $2\beta 2\nu$ est représenté en vert.

7.2 Analyse des données double bêta avec prise en compte des étalonnages laser (phases I et II *restreintes*)

Nous avons montré, au chapitre 4, que l'utilisation des étalonnages relatifs par lumière laser, dans l'analyse double bêta, implique un contrôle préalable des données laser obtenues. Ainsi, seules les données satisfaisant les coupures suivantes seront retenues :

- les données laser doivent avoir été enregistrées dans des *périodes absolues* ne présentant pas d'importants problèmes techniques entre les deux étalonnages absolus de la période (données des phases I et II *restreintes*),
- les corrections laser obtenues à partir d'un spectre ADC laser (ou d'un spectre bismuth pour les PM de références) ne satisfaisant pas les critères de qualité statistique définis ($flag_stat \neq 1$) ou présentant un saut entre deux corrections laser successives de plus de 5% d'origine connue ($flag_jump=2$) seront rejetées,
- les PM présentant un saut entre deux corrections laser successives de plus de 5% ne pouvant pas être expliqué par un problème technique identifié ($flag_jump=3$) seront rejetés sur l'ensemble de la *période absolue* considérée,
- les PM pour lesquels la rétro-correction ne peut être appliquée ($|\Delta la| > 3\%$ et $\chi_r^2 > 1,5$) seront éliminés sur l'ensemble de la *période absolue* considérée.

Nous allons à présent calculer les périodes de décroissances $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ en ne prenant en compte dans l'analyse que les données satisfaisant ces différents critères de qualité puis en appliquant les rétro-corrections laser r_{corr} sur le gain des PM.

7.2.1 Effet des critères de qualité laser sur le nombre d'événements double bêta

Le tableau (Tab. 7.8) indique, pour les phases I et II, le nombre d'événements de type double bêta retenus avant et après application des critères de qualité des corrections laser précédemment décrits.

Le nombre d'événements conservés dans l'analyse est dans un premier temps comparé au nombre total d'événements de chaque phase I et II complète, puis, normalisé par rapport au nombre total d'événements obtenus dans les phases I et II *restreintes*.

Sélection	Nombre d'événements double bêta					
	phase I			phase II		
	Nb total	% retenu		nb total	% retenu	
phase complète	186658	100	-	128191	100	-
phase <i>restreinte</i>	90561	48,5	100	41620	32,5	100
phase <i>restreinte</i> + <i>flag_stat</i>	90220	48,3	99,6	41267	32,2	99,2
phase <i>restreinte</i> + <i>flag_stat</i> et <i>flag_jump</i>	81800	43,8	90,3	40680	31,7	97,7
phase <i>restreinte</i> + <i>flag_stat</i> , <i>flag_jump</i> , $ \Delta la $ et χ_r^2	79067	42,4	87,3	39440	30,8	94,8

TAB. 7.8 – Nombre d'événements de type double bêta retenus dans l'analyse des données des phases I et II en fonction des différents critères de qualité laser. Pour chaque phase, la première colonne indique le nombre total d'événements sélectionnés, la seconde colonne donne le pourcentage d'événements retenus par rapport à celui de la phase complète et enfin la dernière colonne présente le pourcentage d'événements sélectionnés normalisé au nombre d'événements de la phase *restreinte*.

La plus forte diminution observée sur le nombre d'événements de type double bêta retenus dans l'analyse correspond à la sélection des données appartenant à des *périodes absolues* pour lesquelles les rétro-corrections laser peuvent être calculées (phases I et II *restreintes*). Cette baisse du nombre de données analysées est de l'ordre de 50% pour la phase I et approche 70% pour la phase II. Au cours de l'année 2005, incluse dans la phase II, de nombreuses coupures d'électricité dans le Laboratoire et des interventions techniques au niveau du système laser ont entraîné une baisse du nombre de *périodes absolues* pour lesquelles les rétro-corrections peuvent être appliquées. Depuis 2006, les étalonnages absolus sont répétés plus régulièrement augmentant ainsi très significativement (à plus de 80%) la proportion des données sur lesquelles les rétro-corrections laser peuvent être exploitées.

La réduction du nombre d'événements, retenus dans les analyses, liée aux coupures définies à partir des critères de qualité laser montre que la qualité statistique des données laser (*flag_stat*) ne provoque qu'une perte d'efficacité inférieure au pour cent pour les phases I et II. En revanche, en ne conservant que les événements dont les deux PM ne présentent pas de variation de corrections laser supérieure à 5% d'un jour sur l'autre et d'origine inconnue, 9% des événements de la phase I et 2% des événements de la phase II sont perdus. La réduction plus importante observée pour la phase I semble être liée à une *période absolue Ec8* pour laquelle le disque atténuateur du système laser présentait des dysfonctionnements. En effet, le rejet de la *période absolue Ec8* dans l'analyse double bêta de la phase I fait passer l'efficacité de 90,3% à 97,3% après application des coupures *phase restreinte*, *flag_stat* et *flag_jump*. Le pourcentage final d'événements répondant à tous les critères de qualité laser passe,

quant à lui, de 87,3% à 93,9%.

Enfin, le rejet des événements pour lesquels au moins un des PM n'a pas de rétro-corrections associées ($\Delta la > 3\%$ et $\chi_r^2 > 1,5$) fait diminuer le nombre d'événements de 3% pour les phases I et II.

Globalement, en ne tenant pas compte de la *période absolue* Ec8 de la phase I, l'effet des trois dernières coupures laser est sensiblement le même pour la phase I et la phase II. Le pourcentage d'événements de type double bêta retenus, pour l'application des rétro-corrections r_{corr} , parmi les événements double bêta des phases I et II *restreintes* est d'environ 94%.

7.2.2 Prise en compte des étalonnages laser dans l'analyse de la décroissance $2\beta 2\nu$

7.2.2.1 Période $T_{\frac{1}{2}}$ de la décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo

Afin de connaître les effets de la prise en compte des étalonnages relatifs par lumière laser dans l'analyse double bêta, deux nouvelles analyses ont été effectuées. La première, que nous appellerons analyse *qualité laser*, prend en compte les informations fournies par les étalonnages laser en ne sélectionnant que les PM satisfaisant les critères de qualité laser *flag_stat*, *flag_jump*, Δla et χ_r^2 . La deuxième analyse prend en compte les critères de qualité laser mais également la valeur de la rétro-correction r_{corr} qui est appliquée sur le gain des PM. Cette dernière analyse sera notée analyse *r_{corr} Laser*.

Ces deux analyses ont été comparées entre elles mais surtout comparées à l'analyse servant de référence décrite au paragraphe précédent (§7.1.2) et réalisée sans aucune prise en compte des étalonnages relatifs sur les données des phases I et II *restreintes*. Par la suite, cette analyse de référence sera notée analyse *sans laser*.

Six paramètres permettent de comparer les trois analyses (*sans laser*, *qualité laser* et *r_{corr} laser*). Ces paramètres sont le nombre d'événements du type double bêta retenu par l'analyse, le rapport signal sur bruit, l'énergie moyenne du spectre d'énergie totale des événements $2\beta 2\nu$, l'efficacité de détection du signal $2\beta 2\nu$ et la période de décroissance $2\beta 2\nu$ calculée. Les valeurs de ces six paramètres sont regroupées dans le tableau (Tab. 7.9) pour les phases I et II *restreintes* en fonction de l'analyse effectuée.

L'utilisation des étalonnages laser entraîne une baisse de l'efficacité de l'ordre de 13% pour la phase I et de 6% pour la phase II, comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe précédent (§7.2.1). Nous vérifions cependant que le rapport signal sur bruit reste constant lors de la prise en compte des étalonnages laser.

Pour la phase I, une fois le critère de qualité laser pris en compte dans l'analyse, l'application des rétro-corrections, sur les gains des PM, a pour conséquence une augmentation minime du nombre d'événements de type double bêta qui passe de 79016 événements à 79069 événements. De plus, une augmentation de 4 keV de la valeur moyenne de l'énergie totale des événements apparaît lorsque les corrections r_{corr} sont appliquées sur le gain des PM.

Analyse phase I <i>restreinte</i>	Evts observés	$\frac{S-B}{B}$	Energie (keV)	Efficacité (%)	Période (10^{18} ans)
<i>Sans laser</i>	90574	$37,6 \pm 0,4$	1284	$4,42 \pm 0,01$	$7,18 (\pm 0.03)$
<i>Qualité laser</i>	79016	$37,8 \pm 0,4$	1284	$3,85 \pm 0,01$	$7,16 (\pm 0.03)$
<i>r_{corr} laser</i>	79067	$37,9 \pm 0,4$	1288	$3,85 \pm 0,01$	$7,16 (\pm 0.03)$

Analyse phase II <i>restreinte</i>	Evts observés	$\frac{S-B}{B}$	Energie (keV)	Efficacité (%)	Période (10^{18} ans)
<i>Sans laser</i>	41825	$56,1 \pm 0,9$	1284	$4,20 \pm 0,01$	$7,47 (\pm 0,04)$
<i>Qualité laser</i>	39574	$55,9 \pm 0,9$	1283	$3,98 \pm 0,01$	$7,48 (\pm 0,04)$
<i>r_{corr} laser</i>	39439	$55,7 \pm 0,9$	1282	$3,98 \pm 0,01$	$7,51 (\pm 0,04)$

TAB. 7.9 – Nombre d'événements du type double bêta observés, rapport signal sur bruit, énergie moyenne du spectre d'énergie totale $2\beta 2\nu$, efficacité de détection du signal $2\beta 2\nu$ et période de décroissance $2\beta 2\nu$ calculée en fonction de l'analyse effectuée des phases I et II *restreintes*.

Deux critères de sélection définissant un événement double bêta dépendent de l'énergie des deux électrons : le seuil de 200 keV sur l'énergie minimale déposée dans les scintillateurs et le calcul des probabilités que l'événement soit d'origine interne ou externe à partir des temps de vol. Ces sélections expliquent l'augmentation du nombre d'événements retenus dans l'analyse lorsque les rétro-corrections sur le gain des PM sont appliquées. En revanche, pour la phase II, l'application des rétro-corrections sur les gains entraîne une baisse de 1 keV sur l'énergie moyenne des événements du type double bêta et donc une baisse également du nombre des événements retenus par l'analyse.

Les figures (Fig. 7.10) et (Fig. 7.11) donnent le spectre en énergie totale des événements réels double bêta sélectionnés en tenant compte des critères de qualité laser pour les données des phases I et II (en bleu). Ces figures montrent également le spectre en énergie simulé du processus $2\beta 2\nu$ et le spectre de bruit de fond.

L'effet de l'application des rétro-corrections r_{corr} sur le spectre en énergie totale des événements double bêta est donné, pour les phases I et II, sur les figures respectivement (Fig. 7.12) et (Fig. 7.13).

A partir de ces figures, ainsi que des valeurs données dans le tableau (Tab. 7.9), il apparaît que la prise en compte des étalonnages laser dans l'analyse donne une valeur de la période $T_{\frac{1}{2}}(2\beta 2\nu)$ compatible avec celle obtenue sans les étalonnages laser. L'écart entre les périodes $2\beta 2\nu$ déterminées à partir des données de la phase I et de la phase II est toujours observé lors de la prise en compte des étalonnages laser.

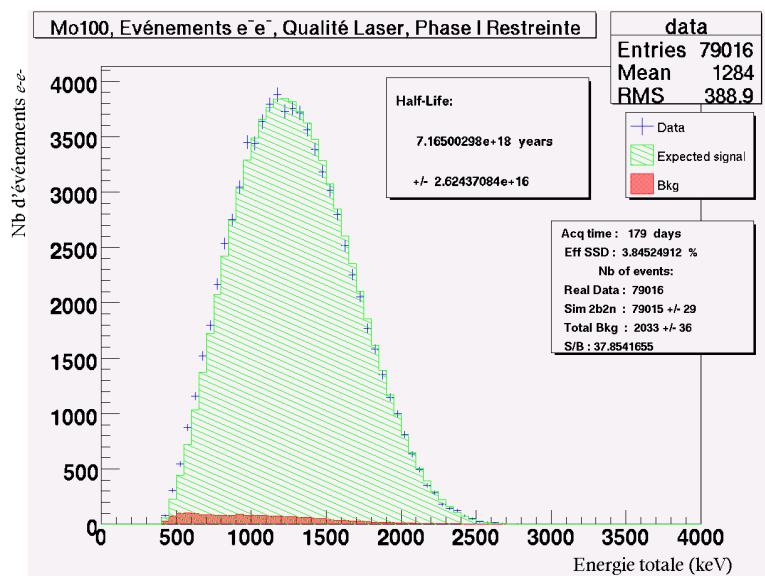


FIG. 7.10 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés (vert) satisfaisant les critères de qualité laser pour la phase I *restreinte*. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).

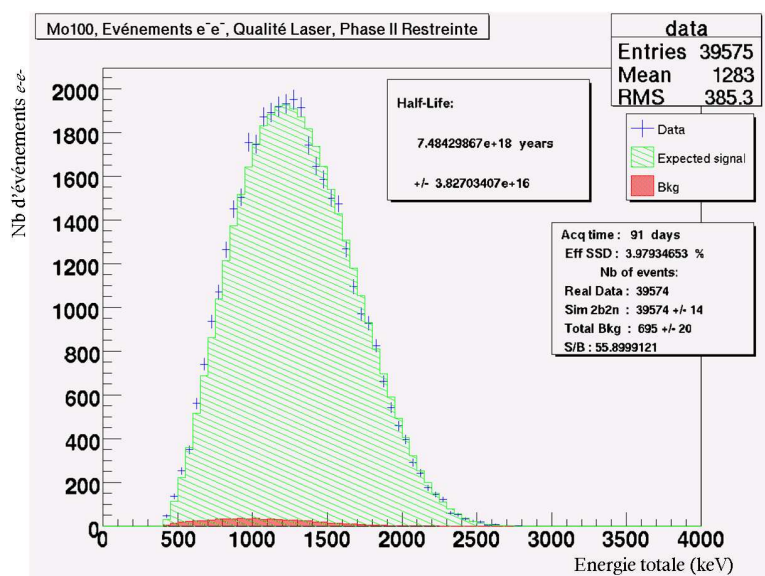


FIG. 7.11 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés (vert) satisfaisant les critères de qualité laser pour la phase II *restreinte*. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).

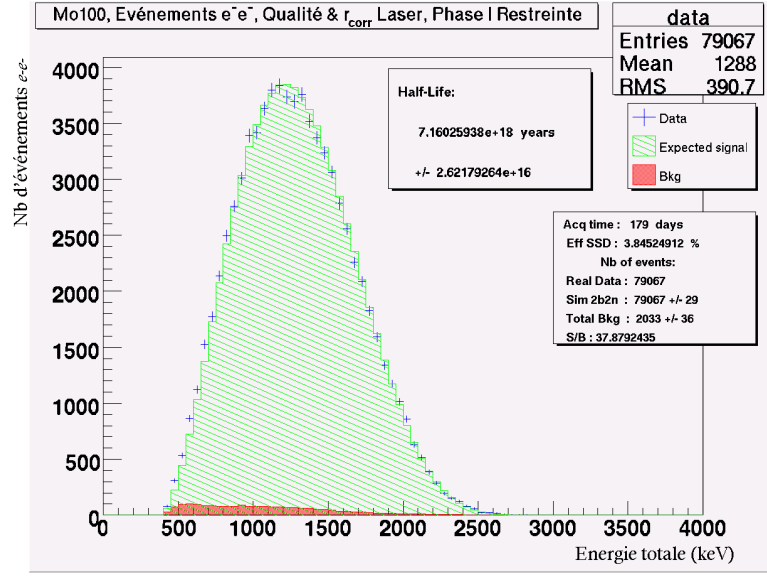


FIG. 7.12 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés (vert) satisfaisant les critères de qualité laser et obtenus après application des rétro-corrrections pour la phase I *restreinte*. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).

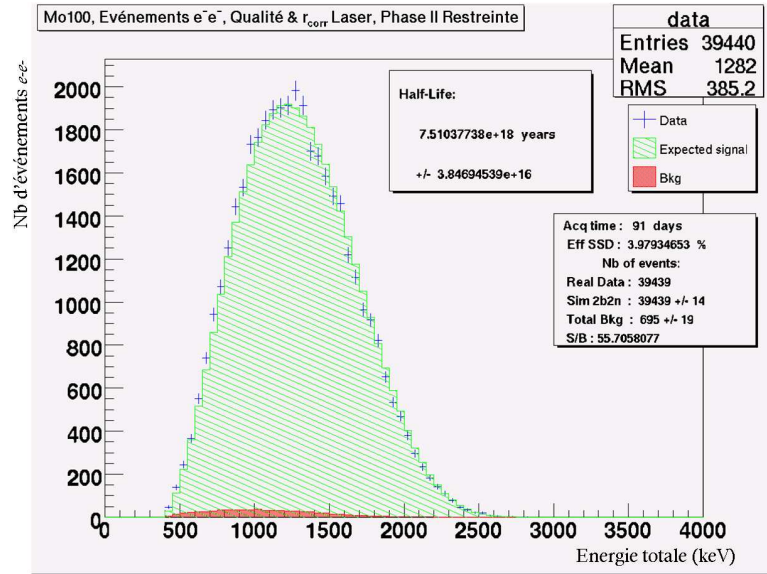


FIG. 7.13 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) et simulés (vert) satisfaisant les critères de qualité laser et obtenus après application des rétro-corrrections pour la phase II *restreinte*. Les simulations tiennent compte des bruits de fond (rouge).

7.2.2.2 Test de Kolmogorov-Smirnov

Il est intéressant de comparer les formes des spectres en énergie totale réels et simulés obtenus avec et sans prise en compte des étalonnages laser. L'objectif de cette comparaison est de déterminer si

l'application des corrections laser en énergie sur les événements double bêta améliore l'accord entre le spectre $2\beta 2\nu$ réel et le spectre $2\beta 2\nu$ simulé. Pour cela, le test de Kolmogorov-Smirnov est utilisé. Ce test évalue, à partir de l'écart maximal entre les distributions réelles et simulées, la probabilité de compatibilité des deux spectres. Pour calculer ces probabilités, le programme ROOT[64] comportant une fonction calculant la probabilité que deux histogrammes soient compatibles en utilisant le test de Kolmogorov-Smirnov a été utilisé.

Les résultats de ce test appliqué aux données des trois analyses des phases I et II *restreintes* (analyse effectuée sans étalonnage laser (analyse *sans laser*), en tenant compte des critères de qualité laser (analyse *qualité laser*) et en appliquant les rétro-corrections (analyse r_{corr} laser)) sont résumés dans le tableau (Tab. 7.10). Les résultats du test de χ^2 effectué, pour chaque analyse, entre les spectres double bêta réels et simulés sont également indiqués dans ce tableau.

	Probabilité de compatibilité entre spectre expérimental et simulé	
	Test du χ^2	Test de Kolmogorov
phase I <i>restreinte</i>		
<i>sans laser</i>	2×10^{-6}	1×10^{-7}
<i>qualité laser</i>	1×10^{-4}	1×10^{-5}
r_{corr} <i>laser</i>	4×10^{-3}	3×10^{-3}
phase II <i>restreinte</i>		
<i>sans laser</i>	3×10^{-1}	9×10^{-4}
<i>qualité laser</i>	4×10^{-1}	1×10^{-3}
r_{corr} <i>laser</i>	5×10^{-1}	1×10^{-4}

TAB. 7.10 – Probabilité de compatibilité entre les spectres double bêta réels et simulés obtenus lors des différentes analyses des données des phases I et II *restreintes* d'après le test du χ^2 et le test de Kolmogorov-Smirnov.

Pour la phase I, au vu des résultats des tests du χ^2 et de Kolmogorov-Smirnov, la prise en compte des étalonnages laser dans l'analyse double bêta améliore la distribution en énergie des événements double bêta observés. Pour la phase II, l'effet est moins visible. Ceci peut s'expliquer par le fait que la phase II *restreinte* correspond à des données acquises dans des conditions plus stables que celles de la phase I.

7.2.3 Prise en compte des étalonnages laser dans l'analyse de la décroissance $2\beta 0\nu$

Le tableau (Tab. 7.11) donne, pour les phases I et II *restreintes*, le nombre d'événements de type double bêta observés dans la fenêtre en énergie totale [2,7-3,2] MeV en fonction de l'analyse effectuée. Le nombre d'événements de bruit de fond, le nombre d'événements $2\beta 0\nu$ exclus à 90% de niveau de confiance, l'efficacité de détection du processus $2\beta 0\nu$ ainsi que la limite calculée sur la période $2\beta 0\nu$ sont également indiqués.

Analyse phase I <i>restreinte</i>	Evts observés	BdF estimé	N_{exclu} 90% CL	Efficacité (%)	Limite Période ($\times 10^{23}$ ans) 90% CL
Sans laser	10	$10,5 \pm 0,5$	6,4	10,9	$>2,4$
Suivi laser	7	$8,9 \pm 0,5$	5,0	9,5	$>2,7$
Avec laser	10	$8,9 \pm 0,5$	7,3	9,5	$>1,9$

Analyse phase II <i>restreinte</i>	Evts observés	BdF estimé	N_{exclu} 90% CL	Efficacité (%)	Limite Période ($\times 10^{23}$ ans) 90% CL
Sans laser	3	$3,3 \pm 0,2$	4,2	10,3	$>1,8$
Suivi laser	3	$3,1 \pm 0,2$	4,3	9,8	$>1,7$
Avec laser	4	$3,1 \pm 0,2$	5,3	9,8	$>1,4$

TAB. 7.11 – Nombre d'événements du type double bêta observés d'énergie totale comprise entre [2,7 - 3,2] MeV, nombre d'événements de bruit de fond, nombre d'événements $2\beta 0\nu$ exclus à 90% de niveau de confiance, efficacité de détection du signal $2\beta 0\nu$ et limite à 90% de niveau de confiance sur la période de décroissance $2\beta 0\nu$ en fonction de l'analyse effectuée des phases I et II *restreintes*.

Les figures (Fig. 7.14) et (Fig. 7.15) donnent les spectres en énergie totale des événements double bêta, dans la fenêtre en énergie où est attendu le signal $2\beta 0\nu$, sélectionnés en tenant compte des critères de qualité laser pour les phases I et II *restreintes* (en bleu). Les figures (Fig. 7.16) et (Fig. 7.17) représentent les mêmes spectres corrigés par l'application des rétro-corrections laser sur les gains des PM. Sur ces figures, les événements simulés $2\beta 2\nu$ ainsi que l'ensemble des événements de bruit de fond obtenus dans la simulation sont également donnés.

Pour la phase I *restreinte*, dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV, trois des dix événements double bêta retenus sans les étalonnages laser sont rejetés par la prise en compte des critères de qualité laser. A partir du tableau (Tab. 7.12) donnant les caractéristiques de ces événements, il apparaît que ces trois événements font partis de la même *période absolue* Ec8 et que les six PM concernés sont des PM de type 5 pouces.

phase	Date	<i>Période absolue</i>	PM	Energie mesurée (keV)	Cause du rejet
phase I	31/07/2003	Ec8	11/1/2/8	670	$flag_jump = 3$
			13/1/0/10	2098	$flag_jump = 3$
	04/08/2003	Ec8	2/1/2/6	1801	$flag_jump = 3$
			3/1/1/11	923	$flag_jump = 3$
	24/08/2003	Ec8	1/1/1/1	1798	$flag_jump = 3$
			0/2/3/2	930	$flag_jump = 3$

TAB. 7.12 – Evénements du type double bêta, dans le fenêtre en énergie totale [2,7-3,2] MeV, rejetés lors de la prise en compte des critères de qualité laser dans l'analyse des données de la phase I *restreinte*.

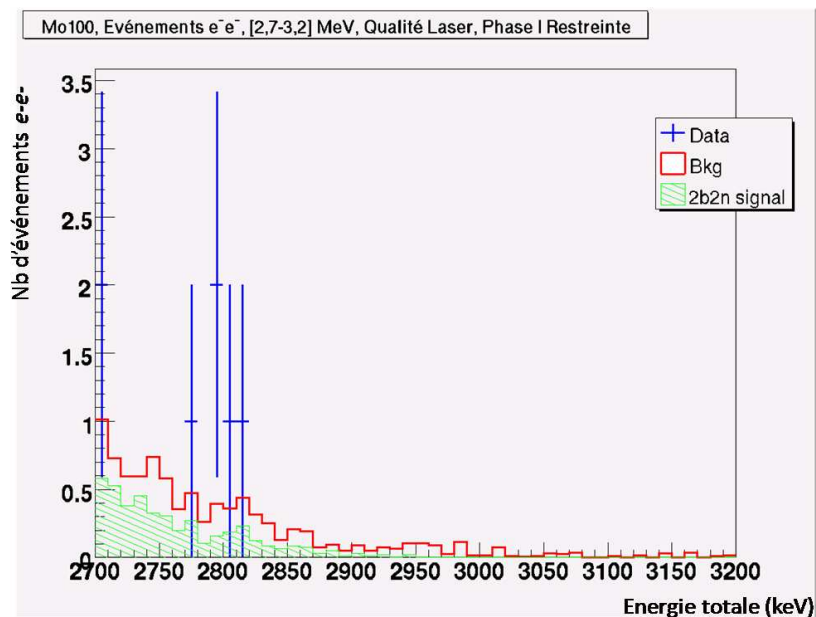


FIG. 7.14 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta observés (bleu) et obtenus par la simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie totale [2,7-3,2] MeV pour la phase I *restreinte* en tenant compte des critères de qualité laser . La contribution au bruit de fond de la décroissance $2\beta 2\nu$ est représentée en vert.

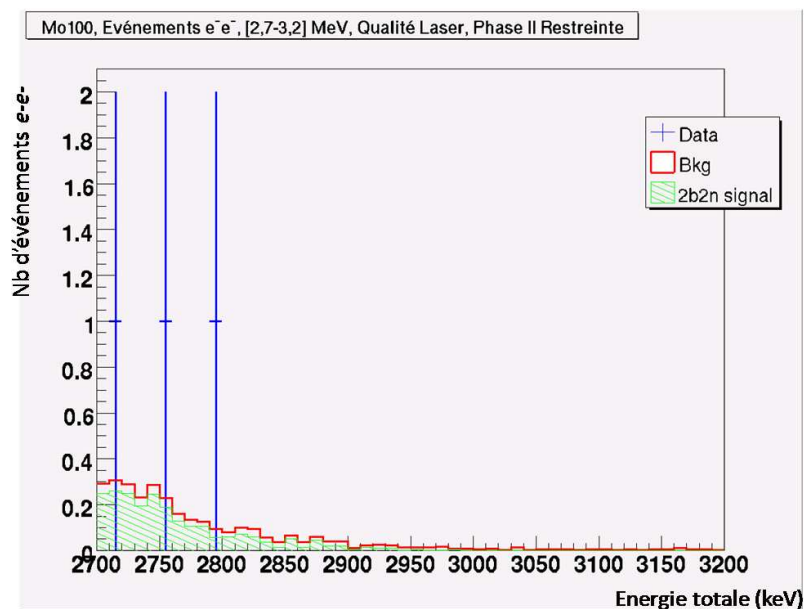


FIG. 7.15 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta observés (bleu) et obtenus par la simulation des bruits de fond (rouge) dans la fenêtre en énergie totale [2,7-3,2] MeV pour la phase II *restreinte* en tenant compte des critères de qualité laser . La contribution au bruit de fond de la décroissance $2\beta 2\nu$ est représentée en vert.

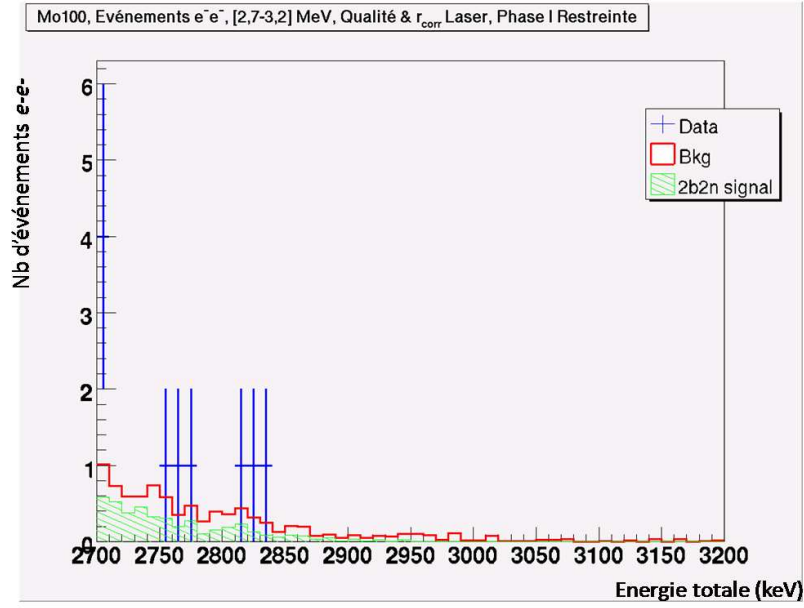


FIG. 7.16 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) satisfaisant les critères de qualité laser et obtenus après application des rétro-corrections dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase I *restreinte*. Le bruit de fond total simulé est donné en rouge. Le bruit de fond créé par la décroissance $2\beta 2\nu$ est donné en vert.

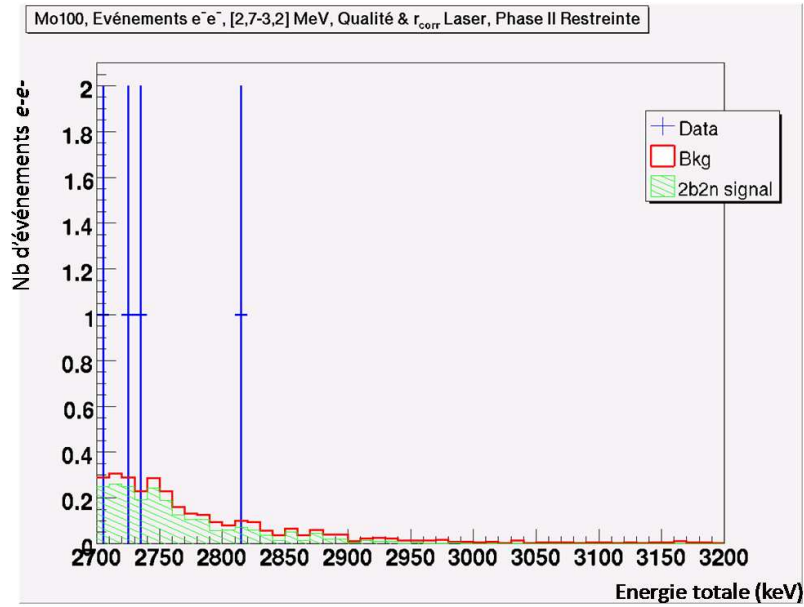


FIG. 7.17 – Spectre en énergie totale des événements de type double bêta réels (bleu) satisfaisant les critères de qualité laser et obtenus après application des rétro-corrections dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase II *restreinte*. Le bruit de fond total simulé est donné en rouge. Le bruit de fond créé par la décroissance $2\beta 2\nu$ est donné en vert.

La figure (Fig. 7.18) donne le suivi des corrections laser d'un de ces PM sur la *période absolue* Ec8.

Un saut non identifié de plus de 5% entre le 24 et le 25 juillet 2003 est observé. Ce saut, également visible pour les cinq autres PM, entraîne le rejet dans l'analyse des événements associés à ces PM ($flag_jump = 3$). Aujourd'hui nous pensons qu'un problème au niveau de la rotation des disques atténuateurs sur la *période absolue* Ec8 est probablement à l'origine des sauts observés.

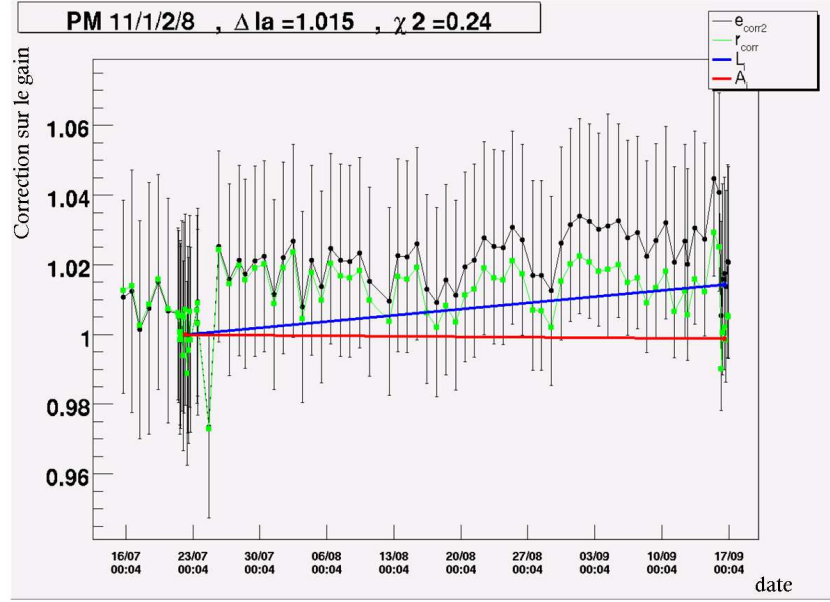


FIG. 7.18 – Evolution au cours du temps des corrections laser appliquées sur le gain du PM 11/1/2/8 pour la *période absolue* Ec8. Les corrections laser brutes sont représentées en noir, les rétro-corrections sont indiquées en vert. La ligne bleue relie la moyenne des corrections laser obtenues pendant les deux étalonnages absolus. La ligne rouge joint les corrections sur le gain du PM calculées lors des deux étalonnages absolus.

Finalement, pour la phase I, l'application des rétro-corrections sur les gains des PM donne un nombre d'événements double bêta dans la fenêtre [2,7-3,2] MeV identique à celui obtenu sans prise en compte des étalonnages laser. Cependant, trois des dix événements retenus dans les analyses avec et sans rétro-corrections diffèrent. Les caractéristiques des trois nouveaux événements obtenus en appliquant les rétro-corrections sont résumées dans le tableau (Tab. 7.13). Il apparaît que, sans les étalonnages laser, les gains de ces PM étaient sous-estimés.

Pour la phase II, l'application des rétro-corrections laser sur les gains des PM ajoute un événement de type double bêta dans la fenêtre en énergie totale comprise entre 2,7 et 3,2 MeV. Les caractéristiques de cet événement sont données dans le tableau (Tab. 7.13). Là encore, la sous-estimation de la valeur du gain des PM ayant déclenchés dans l'événement explique l'apparition de l'événement lors de l'application des rétro-corrections laser.

phase	Date	Période absolue	PM	Energie mesurée (keV)	
				Sans rétro-correction	Avec rétro-correction
I	19/08/2003	Ec8	13/1/0/3	456	461
			13/1/0/6	2231	2242
				Total : 2687	Total : 2703
	17/05/2004	Ec17	10/1/2/5	740	750
			11/0/2/4	1928	1950
				Total : 2668	Total : 2700
	09/08/2004	Ec19	12/1/1/8	1257	1289
			12/0/0/12	1409	1421
				Total : 2666	Total : 2710
II	06/02/2006	Ec31	18/0/0/14	582	583
			15/0/0/14	2104	2121
				Total : 2686	Total : 2704

TAB. 7.13 – Événements du type double bêta, apparaissant dans le fenêtre en énergie totale [2,7-3,2] MeV, pour les phases I et II *restreintes*, après application des rétro-corrections sur les gains des PM.

Conclusion

L'analyse des données enregistrées avec le détecteur NEMO 3 au cours des phases I et II de l'expérience a permis de déterminer la période de la décroissance $2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo et de donner une limite sur la période du processus $2\beta 0\nu$. Les valeurs obtenues lors de ces analyses sont en accord avec celles déterminées à partir d'analyses reposant sur un maximum de vraisemblance [76].

La prise en compte des étalonnages relatifs en énergie dans ces analyses donne des valeurs sur la période $2\beta 2\nu$ compatibles, aux erreurs statistiques près, avec celles calculées sans prise en compte des étalonnages laser. La sélection des PM conservés dans l'analyse d'après les critères de qualité laser, définis dans le chapitre 4, ainsi que l'application des rétro-corrections laser sur les gains des PM améliorent l'accord entre la mesure et la modélisation.

La prise en compte des étalonnages laser entraîne l'apparition ou le rejet d'événements dans la région en énergie où est attendu le signal $2\beta 0\nu$. Dans les données analysées, l'effet des corrections laser est finalement faiblement visible sur le nombre global d'événements retenus. Cependant, les étalonnages laser doivent être utilisés dans les analyses $2\beta 0\nu$ afin de tenir compte des variations des gains des PM dont la répercussion sur le nombre d'événements sélectionnés dans une fenêtre en énergie restreinte donnée peut être importante.

Conclusion

Le détecteur NEMO 3 prend des données au Laboratoire Souterrain de Modane depuis février 2003. Deux paramètres sont primordiaux pour pouvoir observer le signal de décroissance $2\beta 0\nu$ recherché. Le premier correspond au contrôle précis des gains des compteurs du calorimètre de NEMO 3. En effet, le signal attendu est recherché dans un intervalle restreint en énergie à la fin du spectre en énergie du signal de décroissance $2\beta 2\nu$. Compte tenu du faible nombre d'événements attendus pour le signal de décroissance $2\beta 0\nu$, la parfaite connaissance des bruits de fond constitue le second point crucial de l'expérience.

Le contrôle des gains des photomultiplicateurs du détecteur NEMO 3 est assuré par un étalonnage relatif par lumière laser réalisé quotidiennement. Chaque étalonnage relatif permet le calcul d'un facteur de correction à appliquer sur les gains absolus mesurés lors d'étalonnages absolus avec des sources radioactives. La première étape de ce travail a été le développement d'un outil informatique permettant le calcul des corrections laser à appliquer sur le gain des photomultiplicateurs et la visualisation interactive de toutes les corrections calculées pour chaque compteur du calorimètre de NEMO 3. Cet outil donne accès simplement et rapidement aux suivis des variations des gains des photomultiplicateurs entre deux étalonnages absolus.

L'étude de l'évolution dans le temps des corrections laser à appliquer sur le gain des PM a pu mettre en évidence une sous-estimation de 1% en moyenne des gains calculés par l'étalonnage laser par rapport aux gains absolus. Il est également apparu qu'un nombre réduit de PM présente un désaccord de suivi des gains important entre les étalonnages laser et les étalonnages absolus pouvant atteindre plus de 10%. Compte tenu des incertitudes sur les étalonnages absolus et relatifs, il a été défini qu'il existe un désaccord significatif entre le gain contrôlé par la lumière laser et celui mesuré par les étalonnages absolus si ce désaccord (Δla) est supérieur à 3%. Une étude des PM présentant des désaccords Δla supérieurs à 3% n'a pas montré de reproductibilité des PM concernés d'une période d'acquisition à l'autre. Plusieurs hypothèses ont été mises en avant pour expliquer les désaccords observés. Aucune hypothèse ne permet, actuellement, d'expliquer avec certitude l'origine de ce problème. Toutefois, il a été observé, particulièrement pour les PM de taille 5 pouces, une baisse significative du nombre de PM mal contrôlés avec le laser coïncidant avec une intervention technique au niveau des équilibreurs servant à ajuster la quantité de lumière laser envoyée à chacun des PM. Cet effet reste à confirmer. De plus, la différence entre la longueur d'onde utilisée pour contrôler les gains avec la lumière laser et celle produite par interaction des électrons dans les scintillateurs lors des étalonnages absolus est également mise en cause. La dépendance de la variation des gains en fonction de la longueur d'onde incidente au niveau du PM sera testée prochainement sur un banc de test dédié, installé au CENBG.

L'introduction et l'utilisation de rétro-corrections laser permettent de compenser la dérive continue, par rapport aux étalonnages absolus, des gains mesurés par le système d'étalonnage laser. La méthode proposée consiste à faire coïncider les corrections obtenues sur le gain des PM par étalonnage laser

avec les variations de gain mesurées par étalonnage absolu.

La méthode d'application des rétro-corrrections laser sur le gain des PM dans les analyses des données enregistrées par le détecteur NEMO 3 a nécessité de vérifier la validité des informations obtenues par le système d'étalonnage laser. Pour cela, ce travail a consisté à définir une série de critères de confiance sur les données laser. Ces paramètres ainsi que les rétro-corrrections calculées sont à présent insérés dans la base de données de NEMO 3. Les programmes d'analyse des données double bêta utilisés par la collaboration ont été modifiés pour tenir compte de ces informations. Cette étude a également mis en évidence que les corrections laser peuvent être appliquées pour plus de 95% des PM.

Avant de pouvoir étudier les effets de la prise en compte des étalonnages relatifs par lumière laser dans l'analyse des données du ^{100}Mo , la deuxième partie de ce travail a été consacrée à l'étude des différents bruits de fond des décroissances $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$. Cette étude a essentiellement porté sur le bruit de fond créé par les neutrons rapides du Laboratoire. Des prises de données avec une source de neutrons AmBe, réalisées dans différentes configurations de blindage contre les neutrons, ont permis de caractériser la réponse du détecteur NEMO 3 aux neutrons et d'estimer l'efficacité des blindages. Ainsi, deux séries de prises de données, à deux ans d'intervalle, avec la même configuration de blindage contre les neutrons, ont montré une évolution au cours de temps de l'efficacité du blindage en bois situé au-dessus et au-dessous du détecteur. Les comparaisons entre les données réelles et les simulations ont, quant à elles, permis de valider le programme de simulation modifié par le CENBG pour le traitement des photons produits par l'interaction des neutrons. Ainsi, à partir de simulations du bruit de fond neutron du Laboratoire, et compte tenu de l'erreur sur le flux de neutrons rapides, tous les événements d'énergie totale supérieure à 4,5 MeV du type électron traversant, paires (e^+ , e^-) et électron-électron, enregistrés avec le détecteur NEMO 3 peuvent s'expliquer par l'interaction des neutrons rapides dans le détecteur. La contribution estimée en nombre d'événements du type double bêta, dans la fenêtre où est attendu le signal $2\beta 0\nu$, créés par l'interaction des neutrons rapides du Laboratoire est négligeable. Il est important de noter que cette étude ne tient pas compte de la contribution du rayonnement γ présent dans le Laboratoire ainsi que les neutrons créés directement dans les matériaux du détecteur. Ce travail a également donné la contribution de toutes les autres sources de bruit de fond.

L'analyse des données expérimentales du ^{100}Mo et l'estimation des différentes contributions en événements du type double bêta des sources de bruits de fond, sans prise en compte des étalonnages relatifs par lumière laser, ont permis de déterminer une période de décroissance sur le processus $2\beta 2\nu$ et une limite sur la période de décroissance du processus $2\beta 0\nu$:

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 2\nu) = 7,11 \pm 0,02(stat) \times 10^{18} \text{ ans}$$

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 0\nu) > 3,9 \times 10^{23} \text{ ans} \quad (90\% \text{ CL})$$

pour la phase I d'acquisition des données (en présence de radon) et :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 2\nu) = 7,39 \pm 0,03(stat) \times 10^{18} \text{ ans}$$

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 0\nu) > 3,1 \times 10^{23} \text{ ans} \quad (90\% \text{ CL})$$

pour la phase II de l'expérience.

Les valeurs obtenues sont en accord avec celles déterminées à partir d'analyses reposant sur un maximum de vraisemblance.

L'utilisation des étalonnages relatifs en énergie par lumière laser entraîne une très importante baisse du nombre de données analysées. Cette baisse est de l'ordre de 50% pour la phase I et de 70% pour la phase II. La principale cause est la restriction des données analysées aux seules données pour lesquelles les rétro-corrections peuvent être calculées. Ces données correspondent à des périodes d'acquisition, entre deux étalonnages absolus, sans incident technique majeur pouvant entraîner une variation importante des gains des PM. Toutefois, depuis 2006, la répétition plus fréquente des étalonnages absolus a permis d'augmenter de manière significative la proportion de données sur lesquelles les rétro-corrections laser peuvent être appliquées. De plus, suite à ce travail, il a été décidé récemment de réduire l'intervalle de temps entre deux étalonnages absolus de un mois et demi à trois semaines.

L'application des corrections laser sur les gains des PM dans l'analyse du signal de décroissance $2\beta 2\nu$ de la phase I a montré, à travers deux tests statistiques, une augmentation sensible de l'accord entre les spectres en énergie totale réels et simulés. Les valeurs moyennes des spectres en énergie totale sont très faiblement affectées par l'application des corrections laser : elle diminue de 2 keV pour la phase I d'acquisition des données de NEMO 3, et augmente de 1 keV pour la phase II. La prise en compte des étalonnages relatifs donne des valeurs sur la période $2\beta 2\nu$ compatibles, aux erreurs statistiques près, avec celles calculées, pour les mêmes données, sans prise en compte des étalonnages laser :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 2\nu) = 7,16 \pm 0,03(stat) \times 10^{18} \text{ ans}$$

pour la phase I et :

$$T_{\frac{1}{2}}(2\beta 2\nu) = 7,51 \pm 0,04(stat) \times 10^{18} \text{ ans}$$

avec les données de la phase II.

L'effet des corrections laser dans la région en énergie où est attendu le signal de $2\beta 0\nu$ entraîne l'apparition ou le rejet d'événements, mais globalement cet effet est faiblement visible. Malgré cela, les étalonnages laser doivent être utilisés dans les analyses $2\beta 0\nu$ afin de tenir compte des variations des gains des PM dont l'effet peut être important sur un nombre réduit d'événements recherchés.

Ce travail a validé, malgré les difficultés, l'utilisation des étalonnages relatifs par lumière laser dans l'analyse des données de NEMO 3. La méthode proposée sera employée dans les analyses effectuées par les membres de la collaboration NEMO.

Bibliographie

- [1] W. Pauli, *Physics Today* 9 (1930) 23.
- [2] E. Fermi, *Zeit. Phys.*, 88 (1934) 161.
- [3] K. Okada for the DONUT collaboration, *Nuclear Phys. B* 100 (2001) 256-260.
- [4] A. Salam and J.C. Ward, *Phys. Lett.* 13 (1964) 168.
- [5] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264.
- [6] S. Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579.
- [7] C.S. Wu, *Phys. Rev.* 105 (1957) 1413.
- [8] T.D. Lee, C.N. Yang, *Phys. Rev.* 104 (1956) 254.
- [9] R.P. Feynman, M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* 109 (1958) 193.
- [10] G. Cohen-Tannoudji, M. Spiro, *La matière-espace-temps*, ISBN 2-07-032560-1.
- [11] E. Majorana, *Nuovo Cimento* 14 (1937) 171.
- [12] R. Mohapatra, P. Pal, *Massive neutrinos in physics and astrophysics*, Edition World Scientific (1991).
- [13] Y. Fukuda et al, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1562-1567.
- [14] Review of Particle Physics, *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, Vol 33, Juillet 2006.
- [15] J. Shirai, *Nuclear Phys. B* 144 (2005) 286-296.
- [16] C. Bemporad, *Nuclear Phys. B* 77 (1999) 159-165.
- [17] T. Yanagida, *Prog. Theo. Phys.* 64 (1980) 1103.
- [18] , M. Goeppert-Mayer, *Phys. Rev.* 48 (1935) 512.
- [19] W. H. Furry, *Phys. Rev.* 56 (1939) 1184.
- [20] T. Kirsten et al., *Phys. Rev. Lett.*, Vol 20 (1968), 1300-1303.
- [21] M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura and E. Takasugi, *Prog. of Theo. Phys.* 83 (1985).
- [22] F. Simkovic, P. Domin, S. Semenov, *J. Phys. G* 27 (2001) 2233.
- [23] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* 17, (1978) 2369.
- [24] S. Mikheyev and A. Smirnov, *Yad. Fiz.* 43 (1945) 1441.
- [25] R. Davis et al., *Phys. Rev. Lett.* 20 (1968) 1205.
- [26] M. H. Ahn, et al, Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment, hep-ex/0606032.
- [27] Minos Collaboration, Observation of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and the NuMI neutrino beam, hep-ex/0607088, submitted to Physical Review Letters.

- [28] G. Drexlin, Nuclear Phys. B 138 (2005) 282-288.
- [29] Klapdor-Kleingrothaus H.V. et al., Eur. Phys. J A12 (2001) 147.
- [30] Klapdor-Kleingrothaus H.V., Dietz A., Harney H.L. and Krivosheina I V, Phys. Lett. A16 (2001) 2409-2420.
- [31] Klapdor-Kleingrothaus H.V., Krivosheina I V, Dietz A and Chkvorets O, Phys. Lett. B586 (2004) 198.
- [32] D. Gonz  les et al. Nucl. Instr. and Methods A515 (2003) 634-643.
- [33] F. Piquemal pour la collaboration NEMO, Présentation au Conseil Scientifique de l'IN2P3, 21 mars 2006.
- [34] R. Ardito et al., Progress in Particle and Nuclear Physics, Vol 57, Issue 1 (2006) 203-216.
- [35] S. Jullian, C.R. Physique 6 (2005) 778-788.
- [36] R. Arnold et al., Technical design and performance of the NEMO 3 detector, Nucl. Instr. Meth A 536 (2005)79.
- [37] C. Augier, Mémoire d'habilitation à diriger des recherches, Expérience NEMO 3 Avantages et Limitations Propective pour la physique double bêta, Université Paris-Sud (2005).
- [38] G.T. Ewan, Nucl. Instr. Meth. A314 (1992)373.
- [39] V. Chazal et al., Astroparticle Physics 9 (1998) 163.
- [40] A. Rindi et al., Nucl. Instr. Meth. A272 (1988) 871.
- [41] C. Marquet. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I (1999).
- [42] C. Jollet. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I (2002).
- [43] K. Errahmane, Thèse de doctorat, Université Paris VII (2001).
- [44] A.E. Etienvre, Thèse de doctorat, Université Paris-Orsay XI (2003).
- [45] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Edition Springer-Verlag (1994).
- [46] Photomultiplier Tubes Principles and Applications, Photonis (2002).
- [47] Photomultiplier Tubes Basics and Applications, Hamamatsu (2006).
- [48] L. Simard, Réunion de collaboration NEMO, Dubna (2005).
- [49] L. Chabert, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon I (2002).
- [50] Y. Takeuchi et al., Phys. Lett. B 452 (1999)418.
- [51] R. Arnold et al., Nucl. Instr. Meth. A 474 (2001)93.
- [52] T. Lamhamdi, Thèse Université Louis Pasteur, Strasbourg (1993).
- [53] Ch. Marquet, Réunion de collaboration NEMO, Dubna (2004).
- [54] Ch. Marquet, Réunion de collaboration NEMO, Prague (2004).
- [55] Ch. Marquet, Réunion de collaboration NEMO, Aussois (2005).
- [56] R. Saakyan, Réunion de collaboration NEMO, Aussois (2005).
- [57] R. Arnold, V.I. Tretyak, The NEMO 3 simulation program : current status, CRN 97-01, 1997.
- [58] GEANT - Detector description and simulation tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, 1994.
- [59] EUCLID 3, version 1.1F, Matra Datavision, 1994.

- [60] I. Kisel et al., Nucl. Instr. Meth. A 387 (1997)433.
- [61] R. Arnold, Réunion de collaboration NEMO, Prague (2004).
- [62] R. Arnold et V.I. Tretyak, The NEMO 3 simulation program : Current status, Note interne NEMO (2001).
- [63] B. Escoubès, Probabilités et statistiques à l'usage des physiciens, Edition Ellipses, ISBN 2-7298-6820-8.
- [64] `root.cern.ch`
- [65] V. I. Tretyak and Yu. G. Zdesenko, Atomic Data and Nuclear Data Tables 80, 83-116 (2002).
- [66] C.M. Lederer and V.S. Shirley, Table of isotopes, Wiley-Interscience.
- [67] J.O. Johnson and T.A. Gabriel, A User's Guide to MICAP, Technical Report TM-10340, ORNL (1988).
- [68] C. Zeitnitz and T.A. Gabriel, The Geant-Calor Interface User's Guide (2001).
- [69] V. Kovalenko, Note interne NEMO.
- [70] L. Simard, Réunion de collaboration NEMO.
- [71] J.P. Stoquert, Cours DEA Interaction Rayonnement-Matière, 2002.
- [72] V. Tretyak, Réunion de collaboration NEMO, Aussois (2005).
- [73] V. Kovalenko, Réunion de collaboration NEMO, Orsay (2004).
- [74] V. Vasiliev, Réunion de collaboration NEMO, Dubna (2004).
- [75] G. Lutter, Réunion de collaboration NEMO, MSSL (2006).
- [76] R. Arnold et al., First Results of the Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the NEMO 3 Detector, Phys. Rev. Let. 95, 182302 (2005).

Résumé

L'expérience NEMO3, en phase de prise de données depuis 2003, a pour objectif la recherche du signal de décroissance double bêta sans émission de neutrino ($2\beta0\nu$) avec une sensibilité de 0,1 eV sur la masse effective du neutrino. La mise en évidence du processus $2\beta0\nu$, interdit par le Modèle Standard, impliquerait la non conservation du nombre leptonique et l'existence de neutrinos massifs de Majorana. La technique expérimentale utilisée associe un détecteur de traces à un calorimètre permettant ainsi l'identification des deux électrons et la mesure de leur énergie. Avec une sensibilité sur la période de 10^{23} années, quelques événements sont attendus par an. La réduction et la parfaite connaissance des bruits de fond sont donc fondamentales. Un contrôle précis des gains de l'ensemble des photomultiplicateurs du calorimètre est également nécessaire. La première partie de ce travail a consisté à l'exploitation des informations obtenues par les étalonnages relatifs en énergie réalisés quotidiennement avec une lumière laser. Cette étude a abouti à une méthode d'application des résultats des étalonnages relatifs pour l'analyse des données de NEMO3. La deuxième partie de ce travail a porté sur l'étude des différents bruits de fond des décroissances $2\beta2\nu$ et $2\beta0\nu$. L'analyse des données enregistrées avec une source de neutrons dans différentes configurations de blindages du détecteur NEMO3 a validé un programme de génération des photons produits par interaction des neutrons rapides. Enfin, ce travail a permis de déterminer la période de décroissance $2\beta2\nu$ du ^{100}Mo et de donner une limite sur le processus $2\beta0\nu$ du ^{100}Mo .

Mots-Clés : Neutrino, Décroissance double bêta, Etalonnage, Laser, Bruits de fond, Neutrons

Abstract

The NEMO3 experiment is running since 2003 and aims at the research of the neutrinoless double beta decay signal ($2\beta0\nu$) with an expected sensitivity of 0.1 eV on the effective mass. The discovery of this signal, forbidden by the Standard Model, would imply the non-conservation of the leptonic number and the existence of Majorana massive neutrinos. Experimental technique associates a tracking detector with a calorimeter and allows the identification of the two electrons and their energy measurement. With a period sensitivity over 10^{23} years few events are expected. Background reduction and knowledge are fundamental. An accurate check of the gains of all the photomultipliers from the calorimeter is also necessary. The first part of this work consisted with the exploitation of the information obtained by the relative energy calibrations carried out daily with a laser light. This study led to an application method of the relative calibrations results for the NEMO3 data analysis. The second part of this work concerned the study of the different backgrounds of the $2\beta2\nu$ and $2\beta0\nu$ decays. The analysis of data taken with a neutron source in different shields configurations of the NEMO3 detector validated a program of photon generation produced by fast neutron interactions. Finally, this work has determined the $2\beta2\nu$ ^{100}Mo decay period and a limit on the ^{100}Mo $2\beta0\nu$ process.

Keywords : Neutrino, Double beta decay, Calibration, Laser, Background, Neutrons